This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.

+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.

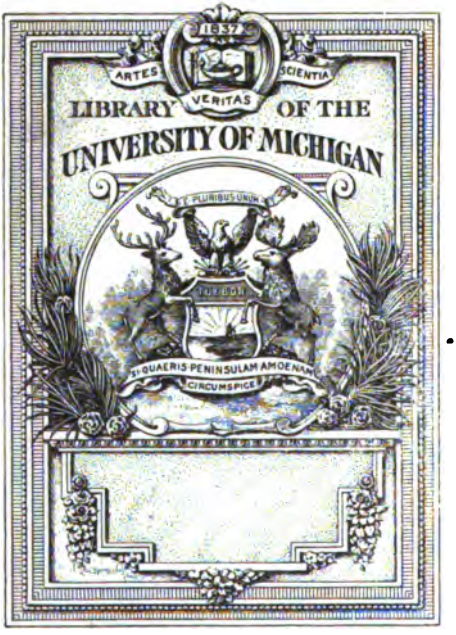
+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.

+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

B. WESTERMANN & CO.
NEW YORK
290 Broadway



QC
21
.P363
1547

TRAITÉ

ELÉMENTAIRE

DE PHYSIQUE

TOME I

AVIS DES EDITEURS.

Tout exemplaire de cet ouvrage non revêtu de notre griffe, sera réputé contrefait.

L. Hachette et Cie

Paris. — Imprimerie Panckoucke, rue des Poitevins, 14.

S-182

TRAITÉ

ÉLÉMENTAIRE

DE PHYSIQUE

PAR E. PÉCLET

INSPECTEUR GÉNÉRAL DE L'UNIVERSITÉ
PROFESSEUR A L'ÉCOLE CENTRALE DES ARTS ET MANUFACTURES

OUVRAGE AUTORISÉ
Par le Conseil royal de l'Université

Quatrième Édition
revue et augmentée

TOME PREMIER

L. HACHETTE ET Cie
LIBRAIRES DE L'UNIVERSITE ROYALE DE FRANCE

A PARIS
RUE PIERRE-SARRAZIN, N° 12
(Quartier de l'École de médecine)

A ALGER
RUE DE LA MARINE, N° 117
(Librairie centrale de la Méditerranée)

1847

INTRODUCTION.

La physique a pour objet l'étude des propriétés générales des corps inorganiques que nous pouvons voir, toucher, peser, et celle de plusieurs fluides qui paraissent dénués de pesanteur, dont l'existence n'est encore qu'une hypothèse probable; ces fluides sont ceux qui produisent la chaleur, l'électricité, le magnétisme et la lumière.

Les phénomènes du ressort de la physique sont caractérisés par cette circonstance, qu'ils ne résultent pas d'actions moléculaires qui changent la nature des corps. C'est en cela qu'ils diffèrent de ceux qui forment le domaine de la chimie.

Tous les phénomènes que présentent les corps inorganiques dépendent d'un nombre très-limité de faits généraux, dont ils sont des conséquences nécessaires. Si ces faits étaient connus, on en déduirait, par une série de raisonnements rigoureux, tous les phénomènes compliqués auxquels ils donnent naissance, comme en géométrie toutes les propriétés des figures se déduisent d'un petit nombre d'axiomes.

Mais ces causes premières sont inconnues. Pendant bien des siècles on a seulement cherché à les deviner, et les philosophes n'ont produit que des systèmes éphémères dont il ne reste rien. Ce n'est que depuis l'époque où la seule méthode d'investigation que nous puissions employer a été connue et pratiquée, que les sciences ont fait des progrès rapides. Voici en quoi elle consiste.

On observe un grand nombre de faits de même nature, dans lesquels on cherche à ne faire varier qu'une seule des circonstances dont ils dépendent; on mesure avec précision son influence, et l'on cherche par des essais la loi que suivent les nombres obtenus.

Quand les lois sont très-simples, elles sont faciles à découvrir; mais quand elles sont compliquées, ce n'est souvent qu'après bien des essais infructueux, avec de la sagacité, et même du génie, qu'on parvient à les découvrir.

Par exemple, quand on plonge verticalement dans de l'eau, à la même température, des tubes de verre ouverts par les deux bouts, on voit le liquide s'élever dans le tube au-dessus du niveau du liquide extérieur, et d'autant plus que le diamètre du tube est plus petit. Si l'on fait un grand nombre d'expériences en employant des tubes différents, et si l'on mesure avec beaucoup de précision les diamètres des tubes et les hauteurs d'ascension de l'eau, en comparant la série des diamètres à celle des hauteurs, on reconnaît facilement que les hauteurs sont en raison inverse des diamètres.

Quand un rayon de lumière passe de l'air dans un corps transparent, le rayon est dévié de sa route, et se rapproche de la normale au point d'incidence. Si l'on écarte progressivement le rayon incident de la normale, on pourra mesurer pour chaque position l'angle d'incidence et celui de réfraction, et l'on pourra comparer la série des angles d'incidence à celle des angles de réfraction, et chercher par tâtonnement la loi de leur dépendance. Descartes parvint ainsi à découvrir que, pour la même substance, les sinus des angles d'incidence et de réfraction sont dans un rapport constant.

Mais il arrive souvent que les lois des phénomènes sont trop compliquées pour être aperçues; alors on cherche à lier les faits par des formules algébriques, renfermant un certain nombre de constantes qu'on détermine par l'expérience. Par exemple, on n'a point encore pu découvrir la loi suivant laquelle la force élastique de la vapeur d'eau augmente en raison de la température du liquide qui la produit, et l'on a imaginé différentes formules, plus ou moins compliquées qui représentent d'une manière assez approchée les résultats des expériences.

Ainsi la découverte des lois des faits bien constatés et bien mesurés présente souvent de grandes difficultés. Mais la mesure des circonstances variables dont on cherche l'influence en présente toujours : car c'est toujours une chose difficile que de mesurer une longueur, un angle, une température, avec une grande précision; et,

en outre, il n'est pas toujours facile de ne faire varier que les circonstances dont on veut apprécier l'influence en rendant toutes les autres parfaitement constantes.

La connaissance des lois des phénomènes est extrêmement importante : car d'abord, en y joignant un certain nombre de constantes, on peut en déduire tous les éléments des phénomènes de même ordre. En effet, dans l'exemple que nous avons cité relativement à la réfraction de la lumière, un seul nombre pour chaque substance permettra de déterminer, dans tous les cas possibles, les directions relatives des rayons incidents et réfractés. En outre, toutes les particularités des phénomènes, qui dépendent de ceux dont on connaît les lois, pourront être calculées. C'est ainsi que la loi de la réfraction permet de déterminer exactement la marche de la lumière dans les prismes, dans les lentilles, dans l'œil.

Mais les lois déduites de l'observation ne sont vraies que dans les limites d'erreur que comportent les expériences elles-mêmes, et dans l'étendue que les expériences ont parcourue. Ainsi ces lois ne peuvent pas être considérées comme générales. Par exemple, on a trouvé par l'expérience, que le volume d'un gaz dont la force élastique reste constante, augmente de 1/274 de son volume à 0°, pour chaque degré du thermomètre, et diminue dans le même rapport par le refroidissement; mais cette loi ne peut pas être vraie dans toutes les limites : car, pour un refroidissement de 274° au-dessous

de 0°, le volume du gaz serait nul, et négatif pour un plus grand refroidissement.

Les lois des phénomènes étant connues, on cherche à s'élever au fait plus général dont elles sont des conséquences nécessaires. Dans quelques cas, les lois observées conduisent à la découverte des causes des phénomènes; mais, le plus souvent, les lois des phénomènes ne permettent pas d'en déduire la cause : alors il faut créer des hypothèses, et celle-la seule dont les lois observées sont des conséquences nécessaires, sera probable; et elle le sera d'autant plus que les phénomènes seront plus nombreux, plus variés, plus compliqués; mais il n'y aura de certitude complète, qu'autant qu'il sera démontré qu'aucune autre hypothèse ne satisfait aux mêmes conditions.

Telle est la marche qu'on suit dans les recherches physiques. Cette marche est lente, mais elle est sûre; les faits bien constatés, les lois établies par des expériences exactes, dans des limites suffisamment étendues, sont des acquisitions définitives qui forment de nouveaux points de départ.

La physique, comme toutes les autres branches des sciences, est loin d'être parfaite, et la description des choses que nous ne connaissons pas, ou du moins que nous ne connaissons que d'une manière imparfaite, serait certainement beaucoup plus étendue que celle de nos connaissances acquises. A la vérité, il existe un grand nombre de phénomènes dont on connaît les lois et les faits d'un ordre plus élevé qui les produisent; mais il

en existe un plus grand nombre dont on connaît à peine quelques lois, et d'autres plus nombreux encore dont les lois et l'origine sont complétement inconnues. Cependant, dans son état actuel, la physique embrasse un grand nombre de phénomènes d'une grande importance, et sous le point de vue philosophique, et sous le rapport de leur application aux autres sciences, à l'économie sociale et aux arts.

Dans les livres destinés à l'enseignement des mathématiques, on suit un ordre parfaitement logique, où chaque chose nouvelle ne repose que sur celles qui précèdent; mais pour ceux qui ont pour objet les sciences d'observation, il ne peut en être ainsi; de quelque manière qu'on s'y prenne on est toujours obligé de faire des pétitions de principe. J'ai cherché à en faire le moins possible, et à ranger la matière dans un ordre méthodique qui soulage la mémoire et facilite les recherches. Tous les articles qui exigent du calcul ont été mis en petits caractères, de sorte que le texte courant forme un livre très-élémentaire, et les deux textes réunis, un traité aussi complet que le comporte le cadre dans lequel je me suis renfermé.

La première partie renferme les propriétés générales des corps, les propriétés particulières des corps solides, liquides et gazeux, et l'acoustique.

La seconde, les propriétés de la chaleur, du magnétisme, de l'électricité et de la lumière.

Cette édition diffère de la précédente par de nom-

breuses additions destinées à mettre ce livre au courant de la science. Le grand mouvement scientifique qui existe maintenant dans tous les pays, produit chaque année, et sur presque tous les points de la science, de nombreux travaux, dont il serait réellement impossible de rendre un compte détaillé dans un livre destiné à l'enseignement. J'ai dû me borner à résumer les plus importants, et pour les autres à de simples indications. J'ai mis un soin particulier à citer les savants qui ont contribué à l'avancement de la science : car c'est principalement par les livres destinés à l'enseignement, que leurs noms deviennent populaires, et qu'ils reçoivent ainsi la plus noble récompense de leurs travaux.

TRAITÉ

ÉLÉMENTAIRE

DE PHYSIQUE.

PREMIÈRE PARTIE.

CORPS PONDÉRABLES.

1. Les corps pondérables se présentent sous trois états différents : tantôt ils ont une forme extérieure fixe, qu'on ne peut leur faire abandonner qu'en employant un effort plus ou moins considérable; tantôt leurs différentes parties cèdent facilement à la plus petite pression, et prennent la forme des vases qui les renferment; d'autres fois, enfin, semblables à l'air, les parties qui les constituent paraissent totalement dépourvues d'adhérence. Sous ces différents états les corps prennent les noms de *corps solides*, *corps liquides*, *corps gazeux*.

2. On désigne sous le nom de propriétés générales des corps celles qui leur sont communes, quel que soit leur état. Elles sont au nombre de quatre, savoir : l'*étendue*, l'*impénétrabilité*, la *divisibilité* et la *mobilité*.

CHAPITRE PREMIER.

PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES CORPS.

§ 1er. *Étendue.*

3. Tous les corps occupent nécessairement un certain espace; cet espace est leur *étendue*. L'étendue a trois dimensions : la longueur, la largeur et la profondeur. On considère cependant, en géométrie et en physique, les surfaces qui n'ont que deux dimensions, les lignes qui n'en ont qu'une, et les points qui sont dépourvus de toutes les trois; mais ce sont des abstractions, comparables à celles de l'arithmétique : les surfaces, les lignes et les points n'existent pas plus dans la nature que les nombres. Nous ne donnerons aucun détail sur les propriétés de l'étendue, elles sont du ressort de la géométrie; mais il est nécessaire de décrire les instruments qu'on emploie pour la mesurer avec précision.

4. Tout se réduit, en dernière analyse, à mesurer des lignes droites et des angles. On mesure les premières en promenant sur leur longueur l'unité linéaire. Un angle se mesure par le nombre de degrés renfermés dans l'arc de cercle compris entre ses côtés et décrit de son sommet comme centre. Le cercle se divise en 360 degrés, chaque degré en 60 minutes, et chaque minute en 60 secondes. Lorsque les lignes et les arcs ne correspondent pas exactement aux divisions tracées sur l'unité de longueur, ou sur le limbe de l'instrument, on emploie, pour estimer la petite fraction excédante, un appareil fort ingénieux, imaginé par un géomètre nommé Vernier, et qui a conservé le nom de son auteur.

5. *Vernier*. Soit AB (fig. 1) une règle divisée en parties égales, et CD une autre règle dont la longueur renferme 9 divisions de la première, et qui est divisée en 10 parties égales; cette dernière porte le nom de *vernier*. Ces deux règles étant disposées de manière que les extrémités du vernier coïncident avec deux divisions de la règle, on comprend facilement que, chaque division du vernier étant les 0,9 d'une division de la règle, la différence entre une division de la règle et une division du vernier sera égale à 0,1 de la pre-

mière, et par conséquent les différences entre les divisions 1, 2, 3, 4..... de la règle, et les divisions 1, 2, 3, 4 du vernier, seront égales à 1, 2, 3, 4.... dixième d'une division de la règle.

D'après cela, pour mesurer une barre MN (fig. 2 et 3), on l'appliquera contre une règle PQ, divisée en parties égales, de manière que leurs extrémités soient dans un même plan perpendiculaire à la direction commune, et l'on placera le vernier à l'autre extrémité de la barre à mesurer, et contre la règle divisée. La longueur de MN est de 32 divisions, plus une fraction *ab*. Pour obtenir la valeur de cette fraction, on comptera sur le vernier le nombre de divisions jusqu'à la coïncidence, et ce sera le nombre de dixièmes cherché; la longueur de la barre est alors de 32,4 dans la fig. 2; elle est de 32,6 dans la fig. 3. Ainsi, avec cet instrument on pourra mesurer la longueur d'une règle à moins de 1/10 d'une des divisions de la règle étalon. Il est évident que, si le vernier embrassait 19 divisions de la règle, et était divisé en 20 parties égales, on obtiendrait une approximation à moins de 1/20. On ne pourrait pas obtenir cependant une approximation indéfinie, à cause de l'épaisseur des traits de la règle et du vernier, qui ne permettrait pas de juger facilement les divisions en coïncidence, si le vernier en renfermait un trop grand nombre. On a reconnu qu'avec le vernier on ne pouvait pas atteindre une approximation plus grande que 1/50 de millimètre.

Tout ce que nous venons de dire pour la mesure des lignes droites est également applicable à la mesure des arcs de cercle : aussi tous les instruments qui servent à mesurer les angles portent à l'extrémité du rayon ou du diamètre mobile, qu'on désigne sous le nom d'*alidade*, une portion de cercle qui s'applique exactement sur le limbe, et sur laquelle est tracé le vernier. Celui-ci contient 59 divisions qui correspondent à 60 divisions du cercle; si le cercle est divisé en degrés, le vernier donne les minutes; s'il est divisé en minutes, le vernier donne les secondes. Les verniers rectilignes ou circulaires sont souvent garnis d'une vis de rappel, pour en diriger graduellement et lentement le mouvement.

6. *Machine à diviser les lignes droites.* La division d'une ligne en parties égales est une opération souvent nécessaire, et qui présenterait, avec les moyens ordinaires, de très-grandes difficultés, si l'on voulait l'exécuter avec une certaine précision. Mais, au moyen de la machine que nous allons décrire, cette opération devient d'une extrême simplicité.

Soit ABCD (fig. 4) un plateau de bois; EF une vis de rappel,

mobile dans deux coussinets fixes Q et Q′, au moyen d'une manivelle K. Dans cette vis s'engage un écrou U, embrassant un grand nombre de pas, et auquel est fixée une règle TG, que l'écrou fait mouvoir parallèlement à sa longueur. Cette règle porte une pièce XY, mobile sur une charnière et à l'extrémité de laquelle est fixé un burin ou un diamant. Le cercle PP′, qui tourne avec la vis, est destiné à mesurer, au moyen de l'index fixe M, les tours et les fractions de tour de la vis. Lorsqu'on veut diviser une ligne droite, on fixe sur le plateau l'objet sur lequel elle est tracée, de manière que la ligne à diviser soit horizontale, et que la pointe du burin ou du diamant, dans son mouvement produit par celui de la règle, puisse la parcourir; on amène alors la pointe à une des extrémités de la ligne à diviser, et on la lui fait parcourir en totalité. On divise ensuite le nombre de tours et de fractions de tour employés pour cette opération par le nombre de divisions qu'on veut effectuer, et on obtient le nombre de tours et de fractions de tour correspondant à chaque division. En faisant marcher successivement l'écrou de cette quantité, on amènera la pointe du burin aux points de la ligne où doivent se trouver les divisions; et pour tracer ces divisions il suffira, s'il s'agit d'un tube, de lui donner un mouvement de rotation sur lui-même, lorsque le diamant appuiera sur sa surface, et, s'il s'agit d'une plaque, de donner au burin un mouvement perpendiculaire à la règle GT. La figure représente la disposition employée pour diviser les tubes de verre : M et N sont les supports en bois sur lesquels le tube est retenu par des cordes à boyau.

7. *Instrument destiné à mesurer de petites longueurs.* Cet appareil (fig. 5) est fondé sur le même principe que celui fig. 4. La vis AA, parfaitement bien travaillée, s'engage dans l'écrou fixe BB; elle porte en avant un cercle divisé CC, dont la circonférence, dans sa rotation, reste en regard de l'échelle divisée DD. Chaque division de l'échelle correspondant à la hauteur d'un pas de la vis : on peut estimer, au moyen de cet appareil, une fraction de cette hauteur égale à l'unité divisée par le nombre des divisions du cercle. Cet appareil est principalement destiné à mesurer de petites épaisseurs. Pour cela on commence par placer contre la traverse fixe EE le corps dont on veut mesurer une des dimensions; on amène, par le mouvement de la vis, la pièce mobile FF en contact avec lui; ensuite on enlève le corps, et on amène cette même pièce mobile en contact avec la traverse EE : la course de la vis, dans ce dernier mouvement, est évidemment égale à l'épaisseur du corps.

S'il s'agissait de mesurer le diamètre d'un fil métallique qui aurait une assez grande longueur, on pourrait le déterminer avec une approximation indéfinie en l'enroulant sur un petit cylindre, de manière que les circonvolutions se touchent, mesurant la longueur occupée par un certain nombre, et divisant cette longueur par leur nombre.

Lorsque les objets à mesurer ont de très-petites dimensions, on les mesure en les plaçant sur des plaques de verre où l'on a tracé avec une pointe de diamant des lignes également espacées et très-voisines; en observant avec un microscope simple ou composé le nombre de divisions couvertes par l'objet, on obtient une de ses dimensions avec une approximation mesurée par la distance de deux raies voisines. Comme on est parvenu à en tracer 400 dans un millimètre, l'approximation est alors de 1/400 de millimètre.

8. *Sphéromètre.* Cet instrument, imaginé par M. Cauchoix, a beaucoup d'analogie avec celui que nous venons de décrire; il a pour objet de vérifier la sphéricité des lentilles, et peut servir en même temps à mesurer les épaisseurs des lames minces. Il est composé (fig. 6) de trois tiges horizontales solidaires, traversées par trois tiges verticales fixes, terminées par des pointes mousses; au centre se trouve un écrou, dans lequel s'engage une vis portant un cercle divisé qui parcourt une échelle fixe. Pour vérifier l'égalité de courbure d'un verre, on pose d'abord l'instrument sur la surface du verre, et l'on fait descendre la vis jusqu'à ce que l'extrémité de la tige qui la termine touche le verre : on reconnaît que le contact a lieu quand l'instrument peut tourner sur le verre avec une parfaite liberté; alors, en promenant l'instrument sur la surface du verre, le moindre changement de courbure devient appréciable, parce que, la vis centrale et les trois pointes ne touchant plus simultanément, le mouvement produit un frottement rude et un son particulier. On peut aussi vérifier facilement, à l'aide de cet appareil, si la surface d'une plaque est parfaitement plane, en le promenant sur différents points de la surface du verre.

Quant à la manière de se servir de cet instrument pour mesurer les épaisseurs des lames minces, elle est la même que quand on emploie l'instrument fig. 5. Lorsqu'on veut mesurer l'épaisseur d'une lame mince qui pourrait être altérée par la pointe de la vis, on la dispose entre le plan de verre de l'appareil et une lame de verre à faces parallèles dont on a mesuré préalablement l'épaisseur.

9. *Comparateur.* Cet instrument est destiné à mesurer avec une

grande précision la différence de longueur de deux règles, lorsque ces longueurs diffèrent peu l'une de l'autre. Il est composé d'une règle métallique AA (fig. 7) bien droite, portant à son extrémité un talon *a;* cette règle reçoit par son autre extrémité le châssis BB, qui peut en parcourir toute la longueur, et que l'on fixe dans une position quelconque par deux vis de pression. Ce châssis porte un tourillon *b,* autour duquel tourne le levier coudé *cbd,* dont les deux branches *cb* et *bd* ont des longueurs inégales; à l'extrémité *d* de la longue branche se trouve un arc de cercle *ef* divisé et garni d'un vernier. En admettant que le levier *db* soit dix fois plus grand que le levier *cb,* il est évident que, si l'on fait parcourir à l'extrémité du dernier un espace de 1 millimètre, l'extrémité *d* du levier *bd* parcourra sur le cercle divisé un espace de 10 millimètres; de sorte que, si l'arc de cercle est divisé en demi-millimètres, et si le vernier permet d'estimer des dixièmes de ces divisions, c'est-à-dire des 1/20 de millimètre, comme les mouvements du second levier sont décuples de ceux du premier, on pourra réellement estimer des demi-centièmes de millimètre.

Pour mesurer, au moyen de cet instrument, la différence de longueur de deux règles métalliques très-peu différentes l'une de l'autre, on place d'abord une d'elles sur la plaque AA, de manière que son extrémité s'appuie sur le talon *a;* ensuite on amène le châssis BB près de son autre extrémité, on le fixe de manière que le vernier corresponde à peu près au milieu de la division, et on note exactement la division à laquelle correspond l'index du vernier; on remplace alors la première règle par la seconde. Le levier *bc,* pressé par le ressort *r,* viendra s'appliquer exactement contre son extrémité; et, en comparant l'indication du vernier dans cette seconde opération avec celle correspondante de la première, on en déduit facilement la différence de longueur des deux règles.

Quant aux instruments destinés à mesurer les angles, la plupart étant fondés sur différentes propriétés de la lumière, nous ne pourrons les étudier que plus tard.

10. *Différentes espèces d'unités employées à la mesure de l'étendue.* Les unités dont on se sert sont de trois espèces : les unes sont destinées à mesurer les longueurs, les autres les surfaces, et les dernières les volumes; mais toutes dépendent de l'unité linéaire. L'unité de longueur maintenant généralement adoptée en France porte le nom de *mètre.* C'est la dix-millionième partie de la distance de l'équateur au pôle. La longueur de l'étalon en platine présenté

au corps législatif le 22 juin 1799, et conservé aux Archives du royaume est, à la température zéro, de 443,296 lignes de la toise de l'*Académie*. Le mètre est divisé en dix parties, qui portent le nom de *décimètres;* chaque décimètre se divise en dix parties, qui portent le nom de *centimètres*, et chaque centimètre en dix *millimètres*. Pour les grandes distances on emploie des unités qui portent le nom de *kilomètres* et de *myriamètres*, et renferment, la première 1,000 mètres, et la seconde 10,000 mètres. L'unité de surface la plus fréquemment employée est le mètre carré. Pour les grandes étendues on prend pour unité une surface de 100 mètres carrés, qu'on désigne sous le nom d'*are;* ou de 10,000 mètres carrés, qu'on désigne sous le nom d'*hectare*. L'unité de volume est le décimètre cube, qui porte le nom de *litre*, ou l'*hectolitre*, qui, comme son nom l'indique, renferme 100 litres. Enfin, dans la mesure des bois, on prend le mètre cube pour unité, sous le nom de *stère*. Toutes ces unités se sous-divisent en parties décimales.

§ 2. *Impénétrabilité.*

11. Deux corps ne peuvent occuper en même temps le même lieu : c'est cette propriété qu'on désigne sous le nom d'*impénétrabilité*.

Quoique cette propriété de la matière soit évidente, il se trouve souvent des circonstances où elle paraît être en défaut. En effet, tous les corps, dans quelque état qu'ils se présentent, peuvent toujours éprouver une diminution de volume par la pression; un grand nombre, en se combinant, subissent aussi une diminution de volume; et enfin il en existe à qui leur structure permet d'absorber des gaz et des liquides sans changer sensiblement de volume : tels sont les bois, les éponges, etc. Ces pénétrations apparentes proviennent uniquement de ce que l'on confond le lieu d'un corps avec son volume apparent. Ce dernier est toujours beaucoup plus grand, car les parties matérielles qui constituent les corps dont la substance paraît la plus continue ne se touchent jamais; elles sont toujours séparées par des intervalles plus ou moins considérables, et dans un grand nombre de corps la continuité de la matière est interrompue en outre par des espaces plus ou moins grands, souvent très-apparents, qu'on désigne sous le nom de *pores*. On concevra facilement, d'après cela, la cause des différentes anomalies dont nous venons de parler : dans la diminution de volume résultant de la pression ou des actions chi-

miques, il y a seulement rapprochement des éléments matériels des corps; dans l'imbibition, le liquide s'introduit dans les pores apparents, et dans aucun cas il n'y a pénétration réelle.

§ 3. *Divisibilité.*

12. Tous les corps sont divisibles, et, pour un grand nombre, la division peut être portée jusqu'à un point qui effraye l'imagination. Par exemple, l'or peut être réduit en lames tellement minces, qu'une feuille de cinquante pouces carrés ne pèse qu'un grain (cinquante-trois milligrammes). Cette surface peut se diviser en deux millions de parties sensibles à l'œil.

Dans l'art du tireur d'or, la division va encore plus loin. Les fils d'argent dorés dont on se sert pour la broderie s'obtiennent en passant à la filière un cylindre d'argent recouvert de plusieurs lames d'or dont le poids est d'une once (3 décagrammes); on parvient à obtenir un fil aussi délié qu'un cheveu, dont tous les points de la surface sont recouverts d'or, et de la longueur de 444,000 mètres, c'est-à-dire de 113 lieues de 2000 toises. Ce fil, aplati au laminoir, a 1/9 de ligne de largeur. On peut alors considérer ce fil comme étant recouvert de deux lames d'or. Chacune de ces lames pouvant être divisée dans le sens de la largeur en deux parties visibles, et chaque millimètre en longueur pouvant également être divisé en huit parties appréciables, on obtiendra, par cette opération, quatorze billions de parties visibles.

Les substances odorantes, dont plusieurs, après avoir répandu leurs émanations dans des espaces très-étendus, n'ont pas sensiblement diminué de poids, et une foule d'autres faits, attestent que, dans un grand nombre de circonstances, la division de la matière est portée jusqu'à une limite très-reculée.

13. On a longtemps agité la question de la divisibilité ou de la non-divisibilité de la matière à l'infini. S'il s'agit seulement de la possibilité d'une division idéale et purement géométrique, il n'y a pas de doute qu'on ne puisse la concevoir indéfinie; mais, s'il est question de la division effective, nous ne pouvons rien affirmer : pour cela il faudrait connaître la nature intime des corps, et elle nous est complétement inconnue; d'ailleurs c'est une question entièrement métaphysique, et qui n'a aucune importance. Ce qui importe, c'est de savoir si, dans certaines circonstances, la matière est

réellement divisée à l'infini, ou s'il y a une limite qui n'est jamais dépassée.

En examinant les différents procédés mécaniques employés pour diviser la matière, on s'aperçoit bientôt que, par ces moyens, il est impossible de la diviser indéfiniment, quand bien même elle se prêterait à cette opération. D'ailleurs, tous les résultats de nos divisions mécaniques, de quelque ténuité qu'ils soient à la vue simple, examinés au microscope, paraissent susceptibles d'une division plus grande. Les limites de la divisibilité sont beaucoup plus reculées lorsque les corps agissent les uns sur les autres. Par exemple, lorsqu'un sel est dissous par l'eau, les parties dans lesquelles le sel a été réduit sont si petites, qu'elles échappent non-seulement à l'œil nu, mais encore à l'œil armé du plus fort instrument d'optique. Dans cette opération, la division est poussée au delà des limites de nos organes; mais on ne peut pas en conclure qu'elle l'ait été jusqu'à l'infini. Il est, au contraire, infiniment probable que la division, dans ce cas même, atteint toujours une certaine limite, et ne la dépasse jamais, soit qu'une division plus grande se trouve réellement impossible, soit que les forces nécessaires pour l'effectuer ne se présentent pas : car la physique et la chimie offrent à chaque pas de nouvelles preuves de la division limitée de la matière; et un grand nombre de phénomènes de ces sciences seraient tout à fait inexplicables dans la supposition contraire. Ainsi nous admettrons que la matière n'est jamais divisée à l'infini, et nous désignerons sous le nom d'*atomes* ou de *molécules* les petits corps placés à la limite extrême de la division effective de la matière. Nous réservons le nom d'atomes aux plus petites parties des corps simples; celui de molécules aux parties des corps composés qui ne peuvent être divisés en conservant la même proportion d'atomes des corps simples qui les constituent, et nous désignerons sous le nom de *particules* une agglomération d'atomes ou de molécules formant une masse très-petite. Nous indiquerons plus tard par quels moyens on peut, dans quelques cas particuliers, déterminer avec un certain degré de probabilité la forme des molécules des corps.

§ 4. *Mobilité.*

14. Un corps est en mouvement lorsqu'il passe d'un lieu dans un autre. Les mouvements absolus sont ceux qui résultent du changement de lieu réel dans l'espace; les mouvements relatifs sont ceux

qui résultent des variations de position des corps par rapport à d'autres que l'on considère comme fixes, mais qui peuvent être eux-mêmes en mouvement. Nous n'avons aucun moyen de déterminer les mouvements réels des corps, parce que nous ne connaissons aucun corps qui soit en repos absolu, et que nous n'avons aucun moyen de reconnaître cet état : aussi tous les mouvements que nous sommes parvenus à déterminer ne sont jamais que des mouvements relatifs. Par exemple, tous les mouvements qui se manifestent à la surface de la terre se déterminent par rapport à certains points de la surface, que nous considérons comme fixes; mais ces mouvements ne sont que relatifs, car les différents points de la surface de la terre sont continuellement en mouvement autour du soleil, et notre système planétaire paraît être aussi lui-même en mouvement dans l'espace.

15. *Temps.* Le temps est une idée tellement simple, qu'il est impossible de la définir. L'impression que laisse en nous la succession des événements n'est point propre à mesurer le temps : car la durée nous affecte d'une manière trop variable, suivant les sensations qui nous dominent. Le temps se mesure par une suite d'événements matériels, identiques, qui se succèdent sans interruption. Les grandes unités de temps sont empruntées aux phénomènes célestes; le jour est l'intervalle qui sépare deux retours consécutifs du soleil au même méridien; l'année, celui qui s'écoule entre deux retours consécutifs du soleil au même point du ciel. On obtient des durées égales et plus petites par l'écoulement d'une même masse de sable, ou d'un liquide dans les mêmes circonstances, ou par les oscillations du pendule.

On désigne sous le nom de jour vrai l'intervalle qui s'écoule entre deux retours consécutifs du soleil au même méridien : c'est le temps que marquent les cadrans solaires. Cette durée varie dans l'année, parce que le soleil a un mouvement annuel en sens contraire de son mouvement diurne apparent, dont la projection parallèlement à l'équateur n'est pas constante. On désigne sous le nom de jour moyen la durée de l'année divisée par 365,24226, qui représente le nombre de jours vrais de l'année : c'est le temps que marquent les horloges bien réglées. Les horloges sont tantôt en avance, tantôt en retard sur le jour vrai; mais, à la fin de l'année, ces avances et ces retards se trouvent compensés. Les astronomes distinguent encore le jour sidéral : c'est l'intervalle qui s'écoule entre deux retours consécutifs d'une même étoile au même méridien. Cette durée est constante; elle est plus petite que le jour vrai et le jour moyen. Ces différentes espèces de jours se divisent en 24 heures, chaque heure en 60 minutes, et chaque minute en 60 secondes.

16. *Vitesse.* Lorsqu'un corps est en mouvement, et que, dans des temps égaux, il parcourt des espaces égaux, ou, en d'autres termes, quand les espaces parcourus sont proportionnels aux temps, on dit que le mouvement est uniforme; et on appelle vitesse l'espace parcouru dans l'unité de temps, ou le rapport entre l'espace parcouru et le temps. La nature nous présente peu de mouvements uniformes; les arts nous en offrent un grand nombre : telle est la marche des aiguilles d'une pendule bien réglée, etc. Lorsqu'un corps ne parcourt pas des espaces égaux dans les mêmes temps, quelque petits qu'ils soient, on dit que le mouvement est varié. La chute des corps est un exemple de ce genre de mouvement. Dans le mouvement varié, on entend par vitesse, à un instant donné, le rapport entre le chemin parcouru et le temps, quand ce dernier est infiniment petit; ou l'espace que le corps parcourrait dans l'unité de temps, en supposant qu'à cet instant le mouvement devînt uniforme.

17. *Forces.* Les mouvements des corps sont toujours produits par des causes qui leur sont étrangères, et qu'on désigne sous le nom de forces. Les forces peuvent toujours être assimilées à l'effort que nous faisons nous-mêmes pour mettre un corps en mouvement ou à la pression d'un ressort comprimé.

On distinguait autrefois deux espèces de forces : les forces *instantanées* et les forces *accélératrices*. Les premières n'agissent qu'à l'origine du mouvement, et par une seule impulsion instantanée et finie; les autres agissent continuellement pendant toute la durée du mouvement, et par une suite d'impulsions infiniment petites qui se succèdent d'une manière continue. Cette distinction est maintenant abandonnée, parce qu'elle n'a rien de réel; toutes les forces sont de même nature, toutes agissent de la même manière par une action continue, et aucune, quelque grande que soit son intensité, ne peut produire d'effet qu'après avoir agi un certain temps, à la vérité quelquefois très-petit, mais toujours fini. Ainsi, dans le choc des corps il y a toujours une compression qui précède la transmission du mouvement et qui dure un certain temps; dans l'effet des armes à feu, les gaz produits par la combustion de la poudre agissent sur le projectile pendant tout le temps qu'il emploie à parcourir le canon.

18. Lorsqu'une force agit sur un point matériel, son action a toujours lieu dans une certaine direction, et le point matériel se meut dans la direction de l'action de la force, parce qu'il n'y a pas

de raison pour qu'il s'écarte de cette direction dans un sens plutôt que dans tout autre. Si la direction de la force est constante, les accroissements de vitesse qui résultent de la continuité de l'action de la force subsistent et s'ajoutent, et si après un certain temps la force cessait d'agir, le point matériel se mouvrait indéfiniment dans la même direction et avec la vitesse qu'il avait acquise quand la force a cessé d'agir sur lui. Ainsi les corps ne peuvent pas sortir d'eux-mêmes du repos, ni altérer les mouvements qu'ils ont reçus, et ils sont aussi passifs dans le mouvement que dans le repos. C'est cette propriété qu'on désigne sous le nom d'*inertie*.

19. Lorsqu'une force appliquée à un point matériel agit constamment de la même manière, on dit que cette force est constante. Dans ce cas, la vitesse du point matériel [16] croît proportionnellement au temps écoulé depuis l'origine du mouvement, et elle est représentée par la formule $v = jt$, dans laquelle j représente la vitesse acquise à la fin de la première unité de temps. Si le point matériel avait eu une vitesse a, dirigée dans le sens de la force, avant le commencement de son action, la vitesse après le temps t serait évidemment représentée par la formule $v = jt + a$.

20. Si la force n'agit pas à chaque instant de la même manière, elle est variable, et la vitesse du point matériel ne croît plus proportionnellement au temps, mais suivant une loi qui dépend de la nature de la force.

21. Nous prendrons pour unité de force, la force constante qui constitue le poids d'un kilogramme. Cette force est telle que si elle agissait pendant une seconde sur un point matériel, elle lui imprimerait une vitesse égale à $9^m,8088$. Cette accélération est ordinairement représentée par g.

22. *Masse.* La masse d'un corps est la quantité de matière qu'il renferme. Nous verrons bientôt que les masses des corps sont proportionnelles à leurs poids, dans le même lieu. On a reconnu par l'expérience : 1° que les effets produits par des forces extérieures sont indépendants de la nature des corps ; 2° que, quand une même force agit successivement sur des masses différentes, dans les mêmes circonstances, elle leur imprime des vitesses dans les rapports inverses de leurs masses ; 3° que des forces différentes, en agissant successivement sur le même corps, dans les mêmes circonstances, lui font acquérir des vitesses proportionnelles à leurs intensités.

23. On prend pour unité de masse, celle qui soumise à l'unité de

force, c'est-à-dire à la pression qui provient du poids de 1 kilogramme, prendrait une vitesse de 1 mètre à la fin de la première seconde. Alors, comme la pesanteur produit une accélération de $9^m,8088$, après la première seconde, l'unité de masse est égale à celle qui se trouve dans un corps qui pèse 1 kilogramme, divisé par 9,8088, c'est-à-dire à celle qui se trouve dans $0^k,102$, et la masse d'un corps dont le poids est p, est représenté par $p : g$. Il résulte de cette définition que la force qui provient du poids d'un corps est représentée par son poids p estimé en kilogrammes, ou par mg, m étant la masse du corps; et qu'une force constante F, qui, en agissant sur la masse m, lui imprime une vitesse j à la fin de la première seconde, a pour valeur mj ou $pj : g$. Il est important de remarquer que la force que nous avons prise pour unité est la même que celle qui, en agissant sur l'unité de masse, lui imprimerait l'unité de vitesse, car $p = mg$.

24. Nous verrons plus tard, en parlant de la pesanteur, que le chemin qu'une force constante fait parcourir dans la première unité de temps à un point matériel auquel elle est appliquée, est égal à la moitié de celui qu'il parcourrait avec la vitesse qu'elle lui imprime à la fin de cette unité de temps. D'après cela, des forces constantes qui agissent sur des points matériels de mêmes masses sont dans le rapport des chemins parcourus dans le même temps.

25. Si une force a une intensité variable, on pourrait la considérer comme constante pendant un temps très-petit; alors elle pourrait être représentée par une formule qui donnerait sa valeur à toutes les époques de son action.

26. *Effets produits par plusieurs forces qui agissent sur un seul point matériel, ou sur plusieurs liés entre eux d'une manière invariable.* Lorsque plusieurs forces agissent sur un point matériel, le point matériel ne peut se mouvoir que dans une seule direction avec une certaine vitesse; par conséquent on peut toujours remplacer le système des forces qui agissent sur lui par une seule force ayant une certaine direction et une certaine intensité. Cette force porte le nom de *résultante*, et les forces qu'elle remplace, celui *de composantes*.

27. Les mouvements relatifs des corps n'étant point altérés par des forces communes dirigées d'une manière quelconque, il en résulte que les effets produits par les forces sont indépendants du mouvement qui existe déjà dans les corps, et par conséquent que, si un point matériel était sollicité dans deux directions différentes par des forces différentes, le chemin parcouru dans ces deux directions, pendant un temps quelconque, serait le même que celui que le

point aurait parcouru successivement dans ces directions par l'action de chacune de ces forces pendant le même temps. Ainsi, par exemple, quand un corps est lancé horizontalement, après un temps quelconque le corps est à une distance horizontale du point de départ égale au chemin que le projectile aurait parcouru dans le même temps par la force de projection, et sa distance verticale au-dessous du point de départ est égale à la hauteur dont il serait tombé librement pendant le même temps.

28. *Résultante des forces qui agissent sur un même point matériel.* Si un point matériel est sollicité par plusieurs forces ayant la même direction et agissant dans le même sens, il est évident que la résultante est égale à la somme des intensités des composantes, et qu'elle a la même direction. S'il y a des forces qui agissent en sens contraire, l'intensité de la résultante sera égale à la différence des sommes de celles qui agissent dans le même sens.

29. Si un point A (fig. 8) est sollicité par deux forces P et Q, il est évident que la résultante doit être dirigée dans le plan des deux lignes AP et AQ, car il n'y a pas de raison pour qu'elle soit plutôt au-dessus qu'au-dessous. Pour trouver sa direction dans ce plan, prenons, sur les directions des forces, des lignes AB et AC qui représentent les chemins qui seraient parcourus dans l'unité de temps par le point mobile, s'il n'était sollicité que par la force qui agit dans cette direction; par les points B et C menons des lignes parallèles à AC et à AB, et joignons AD. Il est facile de voir que le point mobile parcourra la ligne AD, et que, les lignes AB et AC étant proportionnelles aux forces [24], la résultante sera représentée en grandeur et en direction par la ligne AD.

Lorsqu'un point matériel est sollicité par un nombre quelconque de forces, on trouverait facilement la résultante totale en cherchant d'abord la résultante de deux d'entre elles, puis celle de cette première résultante et d'une troisième, et ainsi de suite.

Au moyen du même principe, on pourrait facilement décomposer une force en deux autres dont les directions seraient données. Si ces directions étaient rectangulaires (fig. 9), les intensités des forces composantes seraient représentées par les projections de la résultante sur leurs directions. On pourrait de même décomposer une force en trois autres dont les directions seraient données : il suffirait évidemment, pour avoir les intensités des composantes, de construire un parallélipipède sur les trois directions données, et dont la force donnée serait une des diagonales (fig. 10).

Il est important de remarquer que tout ce qui précède n'est applicable qu'aux forces constantes, c'est-à-dire aux forces qui peuvent être assimilées à des pressions constantes qui agissent pendant toute la durée du mouvement. Si une ou plusieurs forces étaient variables, on pourrait à chaque instant les regarder comme constantes pendant un instant très-petit, et alors la résultante changerait à chaque instant de grandeur et de direction. Si un point matériel était animé d'une vitesse constante à l'origine de l'action d'une force, ce qui précède ne serait point applicable, car le mouvement résulterait d'une force et d'une vitesse provenant de l'inertie du point matériel.

30. *Résultante de deux forces appliquées en des points différents d'un corps solide.* Soit P et Q (fig. 11) deux forces appliquées aux points A et B d'un corps solide. Pour qu'il y ait une résultante unique, il faut que les directions de ces deux forces soient dans le même plan. Dans ce cas, on les prolongera jusqu'à leur point de rencontre; et en supposant ce point invariablement fixé au corps, on pourra y appliquer les deux forces P et Q, parce que l'effet d'une force n'est point altéré lorsqu'on transporte son point d'application en un point quelconque de sa direction. On obtiendra alors, par le procédé indiqué [29], la résultante R, dont on transportera ensuite le point d'application en un point quelconque de RC.

31. *Résultante de deux forces parallèles agissant dans le meme sens.* Quand les forces P et Q (fig. 12) sont parallèles et agissent dans le même sens, on peut toujours appliquer aux points A et B deux forces M, M', égales, parallèles et opposées : elles n'auront évidemment aucune influence; mais alors on pourra prendre la résultante des forces P, M et Q, M', et les appliquer à leur point de rencontre O. Si ensuite on décompose ces résultantes parallèlement aux premières composantes, on aura deux forces, M, M', égales, parallèles et opposées qui se détruiront, et une force $P+Q$ agissant suivant OC, et qu'on pourra considérer comme appliquée au point C. On démontre facilement que les lignes AC et CB sont dans le rapport des forces Q et P. Ainsi la résultante de deux forces parallèles est égale à la somme des composantes, et se trouve appliquée en un point qui divise la ligne qui joint les points d'application des composantes en deux parties réciproquement proportionnelles à ces forces.

32. *Résultante de deux forces parallèles agissant dans des sens différents.* Si les forces étaient parallèles et agissaient en sens contraire

(fig. 13), on trouverait, par la même construction que précédemment, que la résultante est égale à la différence des composantes; qu'elle est dirigée dans le sens de la plus grande, et qu'elle a son point d'application sur le prolongement de la ligne AB en un point C, tellement placé que CB et CA sont en raison inverse des forces Q et P. Il résulte de cette construction que le point C est d'autant plus éloigné que les forces P et Q différeront moins l'une de l'autre; de sorte que, si ces dernières étaient égales, la résultante serait nulle et située à une distance infinie, ce qui veut dire qu'elle n'existerait pas.

Ainsi, toutes les fois qu'un corps est sollicité par deux forces égales parallèles et agissant en sens contraire, il est impossible de les remplacer par une force unique, et par conséquent de leur faire équilibre par une seule force. Un pareil système de forces porte le nom de *couple*.

33. *Résultante d'un nombre quelconque de forces parallèles.* D'après ce qui précède, il serait facile de trouver la résultante d'un nombre quelconque de forces parallèles qui agiraient sur des points invariablement fixés entre eux. Il suffirait de les composer successivement deux à deux par les règles que nous avons exposées.

Si les forces sont dirigées dans le même sens, la résultante totale sera égale à leur somme. Le point d'application de cette résultante étant déterminé uniquement par la considération des points d'application des forces et de leur grandeur, la position de ce point sera indépendante de leur direction; il restera donc dans le même lieu si on suppose que les forces s'inclinent d'une manière quelconque en conservant leur parallélisme. Le point d'application de la résultante d'un système de forces parallèles se nomme *centre des forces parallèles :* sa considération est très-importante dans un grand nombre de phénomènes.

34. *Résultante d'un nombre quelconque de forces appliquées dans différentes directions aux différents points d'un corps solide.* Dans ce cas, qui est le plus général que l'on puisse imaginer, on cherchera la résultante par les moyens que nous avons indiqués; mais on pourra obtenir ou une résultante unique ou deux forces non réductibles à une seule, et ces dernières pourront être un couple, ou se décomposer en une force unique et un couple.

35. *Mouvement d'un point matériel.* Si un point matériel est soumis à l'action simultanée d'une ou de plusieurs forces qui, après

après lui avoir imprimé une impulsion quelconque, l'abandonnent à lui-même, nous savons qu'en vertu de son inertie il se mouvra indéfiniment dans la direction primitive et avec la vitesse initiale.

36. Si une force agissait sur un point matériel en mouvement et dans la direction qu'il suit, les actions continues de la force produiraient un accroissement ou une diminution de vitesse suivant qu'elles s'exerceraient dans le même sens ou en sens contraire. Mais lorsqu'un point matériel en mouvement est sollicité par une force qui n'agit pas dans la même direction, le point matériel décrit une suite de petites lignes droites qui sont, comme dans la fig. 14, les directions des résultantes successives des vitesses du point matériel et de celles que la force tend à lui imprimer. Comme la direction de la force, par rapport à celle du mouvement, change continuellement, ces lignes droites deviennent infiniment petites et leur ensemble forme une courbe. C'est ainsi, par exemple, que la pesanteur fait décrire une ligne courbe à un projectile qui n'est pas lancé verticalement.

37. *Force centrifuge.* Lorsqu'un point matériel ayant reçu une impulsion initiale est soumis à l'action d'une force, ou que sans mouvement primitif il éprouve l'action de plusieurs forces qui n'agissent pas dans la même direction, il décrit dans l'espace une trajectoire curviligne, et à chaque instant la direction de son mouvement est déterminée par celle de la résultante des forces qui agissent sur lui et de la vitesse qu'il possède. Si à un instant quelconque les forces qui agissent sur le point matériel étaient anéanties, le point s'échapperait suivant la dernière tangente à la courbe qu'il a parcourue, et se mouvrait indéfiniment dans cette direction avec la même vitesse. Ainsi quand un corps décrit une ligne courbe, c'est toujours en vertu d'une force dirigée vers le centre de la courbe et dont l'effet est d'infléchir constamment la tangente, direction du mouvement. On désigne sous le nom de force *centrifuge* la pression qu'un corps en mouvement exerce à chaque instant perpendiculairement à la courbe qu'il décrit. La force centrifuge est sans cesse détruite par la force quelconque qui fait décrire au corps une ligne courbe, et elle disparaît complétement quand cette dernière force s'évanouit et que le corps s'échappe suivant la dernière tangente à la courbe qu'il a parcourue.

On peut rendre sensible l'effet de la force centrifuge au moyen

d'un appareil qu'il est bon de connaître. AB (fig. 16) est un fil horizontal tendu à l'aide de deux vis placées aux extrémités du cadre ACDB, dont la branche horizontale CD, mobile autour d'une tige verticale EF passant par son centre, peut recevoir un mouvement de rotation plus ou moins rapide. Sur le fil AB sont enfilées des boules, de manière qu'elles puissent se mouvoir avec le moins de frottement possible; on les place à différentes distances du centre, et on fait tourner la machine : on remarque alors que les boules sont chassées loin du centre avec une vitesse d'autant plus grande qu'elles en étaient d'abord plus éloignées, et qu'elles restent parfaitement immobiles quand elles sont placées au centre, parce qu'alors les forces centrifuges des différentes parties de la boule se font mutuellement équilibre. Si on remplace la tige AB par deux tubes de verre fermés, un peu inclinés, MN et M'N' (fig. 15), et renfermant des liquides d'inégales densités, ou un même liquide et des corps solides plus lourds et plus légers que l'eau, on remarque que, par la rotation, les corps les plus lourds gagnent la partie supérieure des tubes. Ce dernier phénomène s'explique facilement : la force avec laquelle les corps tendent à s'éloigner du centre de rotation étant proportionnelle à leur masse, aussitôt que la rotation est assez rapide pour que la force centrifuge décomposée suivant la direction des tubes soit plus grande que la pesanteur décomposée suivant cette même direction, les corps s'élèvent, et il est évident que ce sont alors les plus denses qui tendent à s'élever davantage. Comme nous aurons besoin par la suite de connaître la valeur de la force centrifuge, nous la rapporterons ici.

38. Lorsqu'un point matériel dont la masse est m, parcourt avec une vitesse a un arc de cercle dont le rayon est r, la force centrifuge est représentée par $mv^2 : r$.

En effet, désignons par f la force centrale, égale et opposée a la force centrifuge, et considérons le point mobile pendant qu'il parcourt l'arc infiniment petit mm' (fig. 17) : pendant ce mouvement la force centrale a fait parcourir au point mobile l'espace km', qui ne diffère que d'une quantité infiniment petite de mn, projection de l'arc mm' sur le rayon om. Or, une force constante a pour mesure la vitesse qu'elle imprime dans l'unité de temps, et cette vitesse est égale au double de l'espace qu'elle fait parcourir dans un temps quelconque, divisé par le carré de ce temps; par conséquent la force f est égale au double du sinus verse mn, divisé par le carré du temps infiniment petit employé à décrire l'arc mm'. Mais on sait que le sinus verse est égal au carré de la corde de l'arc divisé par le diamètre; et, comme l'arc est très-petit, on peut le prendre pour sa corde : donc la force centrale est égale au carré du rapport de l'arc mm' au temps employé à le décrire, divisé par le rayon om;

et comme ce rapport n'est autre chose que la vitesse v, il s'ensuit qu'en appelant r le rayon, on aura :

$$f = \frac{mv^2}{r}.$$

Cette expression de la valeur de la force centrale est aussi celle de la force centrifuge, puisque ces forces sont égales et opposées. Si le mouvement était uniforme, en appelant T le temps d'une révolution complète, on aurait :

$$v = \frac{2\pi r}{T}, \text{ et, par suite, } f = \frac{4\pi^2 rm}{T^2}.$$

La première expression de la valeur de la force centrifuge est encore la même lorsque le point mobile parcourt une courbe quelconque ; mais le rayon est alors celui du cercle osculateur de chaque point de la courbe. L'appareil fig. 16 pourrait être employé pour vérifier les lois de la force centrifuge : pour cela on fixerait une des boules à un ressort en hélice, attaché au centre de rotation o, et qui envelopperait la tige AB (fig. 15, A); un anneau b placé en avant de la boule, et qui frotterait contre la tige, indiquerait le maximum d'allongement du ressort, allongement qui, d'après les expériences préliminaires faites directement sur le ressort, donnerait le poids correspondant à la force développée par la force centrifuge.

39. Si un corps qui a reçu une impulsion initiale était ensuite assujetti à se mouvoir sur une courbe quelconque; si, par exemple, après avoir été lancé, il était retenu par un fil, ou s'il s'engageait dans un tuyau courbé d'une manière quelconque, sa direction serait changée à chaque instant, mais sa vitesse resterait constante : bien entendu que nous supposons que le corps n'éprouve aucune résistance de la part de l'air ou aucun frottement. En effet, dans chaque position, sur la courbe qu'il décrit, le point mobile est soumis à deux forces : la force centrifuge, dirigée perpendiculairement à la courbe; puis la force centrale, égale et opposée à la première et provenant ou de la résistance du fil ou de celle de la surface qui dirige le mouvement. Or, ces forces, se faisant constamment équilibre, ne peuvent pas modifier la vitesse du corps : elles en changent constamment la direction, mais n'en altèrent point l'intensité.

CHAPITRE II.

FORCES PERMANENTES QUI AGISSENT SUR LES CORPS.

40. Parmi les forces qui sollicitent les corps, il en est qui sont accidentelles et d'autres qui agissent continuellement sur eux, et auxquelles il est impossible de les soustraire. Au nombre de ces dernières se trouvent : l'*attraction* et la *force élastique de la chaleur,* nous les examinerons d'abord.

L'attraction de la matière se manifeste dans toutes les circonstances. Elle porte les noms de *gravitation,* de *pesanteur* ou d'*attraction moléculaire,* suivant qu'on la considère dans les corps célestes, dans les corps terrestres ou dans les molécules voisines.

La chaleur existe dans tous les corps. Elle agit toujours comme une force répulsive, et par conséquent elle tend à écarter les parties matérielles entre lesquelles elle se produit. Les effets répulsifs de la chaleur ne se manifestent qu'à de très-petites distances, et sur les molécules d'un même corps.

Nous examinerons successivement la gravitation, la pesanteur, l'attraction moléculaire et la force élastique de la chaleur.

§ 1er. *Gravitation.*

41. Les phénomènes célestes ont été les premiers vers lesquels l'observation s'est dirigée. Mais ce ne fut qu'après une nombreuse suite d'observations qu'on parvint à démêler les mouvements relatifs des astres, au milieu du mouvement général qui semble emporter le ciel autour de nous. La détermination de la durée des révolutions du soleil, de la lune et des planètes, et celle des périodes qui embrassent les nombreuses anomalies de leurs mouvements, exigèrent plusieurs siècles de travaux. Longtemps les préjugés, et l'ignorance des grandes lois de la mécanique firent regarder comme réels les mouvements apparents; et l'idée, propagée pendant tant de siècles, que les astres devaient décrire des orbites circulaires, parce que le cercle est la courbe la plus simple, fit admettre dans les mouvements du système du monde une complication toujours croissante à

mesure que de nouvelles observations faisaient découvrir de nouvelles anomalies. Enfin, le vrai système des mouvements des corps célestes, émis déjà plusieurs fois à différentes époques, fut présenté de nouveau par Copernic. Képler découvrit les trois grandes lois auxquelles sont soumis les mouvements de tous les corps célestes, et Newton, en les combinant, en fit jaillir la loi unique à laquelle toute la nature est soumise, et qui, à elle seule, fait persévérer le système du monde dans l'ordre établi.

42. Lois de Képler. 1° *Les planètes se meuvent dans des courbes planes, et leurs rayons vecteurs* (1) *décrivent des espaces proportionnels aux temps;* 2° *les orbites des planètes sont des ellipses, dont le soleil occupe un des foyers;* 3° *les carrés des temps des révolutions sont proportionnels aux cubes de leurs grands axes* (2). Non-seulement ces lois sont l'expression fidèle des observations dont Képler s'est servi, mais encore elles satisfont à toutes celles qu'on a faites depuis; toutes peuvent se déduire d'un petit nombre d'observations, et la régularité qu'elles signalent dans les mouvements des corps célestes permet de déterminer d'avance, et pour une époque quelconque, l'état du système du monde.

43. Principe de Newton. Il restait encore à découvrir la cause des mouvements des corps célestes : c'était à Newton que cette grande découverte était réservée.

Newton, dans son admirable ouvrage des principes mathématiques de la philosophie de la nature, démontra 1° que, de la première loi de Képler il résultait que la force qui maintenait les planètes dans leurs orbites était dirigée vers le centre du soleil; 2° que la première et la seconde loi de Képler donnaient pour conséquence nécessaire que l'attraction solaire suivait la raison inverse du carré de la distance; 3° que la troisième loi indiquait que toutes les planètes, à l'unité de distance, étaient également attirées. Newton posa alors cette grande loi de la nature : *Toutes les molécules de la matière s'attirent en raison directe de leurs masses, et en raison inverse du carré de leur distance.*

En partant de cette loi, il reconnut que tous les phénomènes du mouvement des corps célestes, les mouvements des planètes autour

---

(1) On appelle *rayon vecteur d'une planète* une ligne droite qui passe par son centre et par celui du soleil.

(2) Cette dernière loi n'est qu'une approximation : elle n'aurait rigoureusement lieu qu'autant que les planètes auraient des masses égales.

du soleil, leurs rotations sur elles-mêmes, les mouvements des satellites, ceux des comètes, étaient uniquement produits par une impulsion initiale, combinée avec l'attraction solaire. Le calcul lui fit découvrir que les planètes auraient pu décrire des ellipses, des paraboles ou des hyperboles; que la nature de l'orbite dépendait de la vitesse et de la distance au soleil à l'origine du mouvement, et qu'enfin les dimensions de la courbe et son excentricité étaient liées à la direction de l'impulsion initiale.

L'astronomie n'est plus maintenant qu'un grand problème de mécanique, embrassant à la fois l'état passé, présent et futur du système du monde, et pour la solution duquel l'analyse n'emprunte à l'expérience que quelques données indispensables.

§ 2. *Pesanteur.*

44. *Définition de la pesanteur.* La plupart des corps qui existent sur la terre se précipitent sur sa surface lorsqu'ils sont abandonnés à eux-mêmes : la force qui produit ce mouvement a reçu le nom de *pesanteur,* et son effet sur un corps porte le nom de *poids.* C'est la recherche des causes et des lois de la pesanteur qui va nous occuper.

Phénomènes généraux et causes de la pesanteur.

45. Nous avons dit que la plupart des corps, lorsqu'ils sont libres, se précipitent vers la surface de la terre; mais il en est qui restent suspendus à des hauteurs plus ou moins considérables, et d'autres qui sont doués d'un mouvement ascensionnel. Cette anomalie n'est qu'apparente et provient de la présence de l'air à la surface de la terre : en effet, nous démontrerons plus tard que l'air est pesant, et qu'un corps plongé dans un fluide quelconque perd une partie de son poids, égale à celui du fluide dont il tient la place; d'où il suit que, quand un corps est plus pesant, sous le même volume, que le fluide dans lequel il est plongé, il tombe; que, s'il l'est également, il y reste stationnaire, et que, s'il pèse moins, il tend à s'élever. Ainsi nous admettrons que tous les corps sont pesants.

Lorsqu'il a été question de la gravitation, nous avons annoncé que tous les corps jouissaient de la propriété de s'attirer; que c'était l'attraction du soleil sur les planètes qui produisait leur mouvement de rotation autour du soleil, et l'attraction des planètes sur leurs satellites qui était la cause de la rotation de ces derniers. Il semble

naturel, d'après cela, d'attribuer la pesanteur à l'attraction de la terre; mais cette analogie n'est point suffisante, et il faut s'assurer, par des expériences directes, si les corps s'attirent réellement à la surface de la terre.

46. *Les corps s'attirent à la surface de la terre.* Si les corps jouissent de la propriété de s'attirer, cette attraction sera en raison directe de leur masse. Or, la masse de la terre étant incomparablement plus grande que celle des corps que nous pouvons mettre en présence, la pesanteur de ces corps doit dissimuler leur attraction. Cependant Bouguer, Maskeline et Carlini ont démontré, par des expériences précises, qu'au pied des hautes montagnes le fil à plomb est dévié de sa direction (1). Ces expériences ne laissent aucun doute sur le fait de l'attraction; mais, pour en déterminer les lois, il fallait opérer sur les corps d'une forme sphérique, dont les distances des centres et les masses fussent connues, et qui, dans leurs mouvements, ne fussent point soumis à l'action de la pesanteur. Cavendish y est parvenu à l'aide de l'appareil que nous allons décrire.

Un fil métallique, extrêmement délié, est fixé par son extrémité supérieure; l'autre soutient le milieu d'un levier horizontal, aux extrémités duquel sont placées deux boules métalliques égales. Il est évident, d'après cette disposition, que la résultante des poids des deux masses qui terminent le levier, passant par la direction du fil, sera détruite à chaque instant, et que si le levier se meut horizontalement autour de l'axe du fil, il ne sera nullement troublé par la pesanteur. Cavendish plaça devant les boules fixées aux extrémités du levier deux grosses sphères de plomb parfaitement égales, et de manière que la ligne qui joignait leur centre passât exactement par le centre du levier, afin que l'action de ces deux masses s'ajoutât et n'altérât pas la position verticale du fil de suspension; et il reconnut qu'aussitôt que les masses étaient mises en présence des

(1) Pour concevoir comment on peut constater la déviation du fil à plomb, imaginons qu'au pied d'une haute montagne on observe, dans le méridien, la distance du zénith à une étoile dont la latitude soit connue : la somme ou la différence de ces deux angles sera la latitude du lieu. Supposons maintenant qu'un peu plus au nord ou au sud, dans le même méridien, et à une distance où l'action de la montagne soit insensible, on fasse la même observation, on obtiendra la latitude du nouveau lieu. Mais celle du premier peut se déduire de celle du dernier lorsqu'on connaît la distance des deux centres d'observation; alors la différence des latitudes observées et calculées donnera la déviation cherchée.

boules, le levier qui supportait les boules se mettait à osciller d'autant plus rapidement que les masses de plomb étaient plus grandes et plus voisines des boules : ce qui démontre le fait de l'attraction des corps à la surface de la terre. En mesurant la durée des oscillations, lorsque les sphères avaient des masses inégales et se trouvaient placées à des distances différentes, et corrigeant les résultats de la torsion du fil de suspension, Cavendish parvint à reconnaître que les attractions des sphères et des boules varient en raison directe des masses et en raison inverse du carré de la distance ; et enfin, en comparant l'intensité de cette attraction à la pesanteur, il parvint, comme nous le verrons plus tard, à déterminer la densité moyenne de la terre.

L'appareil employé par Cavendish avait été imaginé par Michell ; la mort l'ayant surpris avant qu'il eût pu terminer ses expériences, il légua son appareil à Francis-John-Hyde Wollaston, professeur à Cambridge, qui en fit don à Cavendish. La disposition de l'appareil est représentée en coupe et en plan dans les fig. 18 et 19. Dans le cadre métallique ABB'A'E'F'FE est suspendue par un fil d'argent *l* une barre de bois *hh'*, aux extrémités de laquelle sont également suspendues deux sphères de cuivre *x*,*x'*. Au moyen d'un arbre *ok* et d'un engrenage placé au-dessus de la pince L, qui soutient le fil, on peut faire tourner cette pince de manière que le fil, exempt de toute torsion, place la barre *hh'* dans la direction SS' du châssis ABB'AE'. Au-dessus de la suspension FF' du cadre métallique est un boulon P qui supporte une barre *rr'* aux extrémités de laquelle sont suspendues, par des tringles *r*R, *r'*R', deux globes de plomb W, W', que l'on peut à volonté approcher ou éloigner des boules *x* et *x'*, au moyen de la poulie MM' et de la corde *mn*. Tout cet appareil est enfermé dans une cage GG'HH', que l'on éclaire par deux lanternes L, L', et les observations se font à l'aide des deux lunettes T, T'. Pour déterminer l'action attractive des sphères W, W', sur les boules *x*, *x'*, on fait mouvoir avec le cordon *mn* la poulie MM' jusqu'à ce que les sphères W, W', soient à une distance donnée des petites sphères *x*, *x'*.

Ces expériences ont été répétées en 1837 par M. Reich, professeur à l'École des mines de Freyberg, et il y a quelques années par M. Baily, vice-président de la Société royale astronomique de Londres ; ces habiles physiciens ont obtenu les mêmes résultats que Cavendish.

Nous admettrons donc comme une conséquence nécessaire des

expériences de Cavendish, que la terre attire les corps qui sont à sa surface, et que c'est cette attraction qui constitue la pesanteur.

Lois de la pesanteur.

47. Le fait de l'attraction des corps terrestres étant bien reconnu, il est facile d'en déduire tous les phénomènes généraux de la pesanteur. Mais avant, il faut connaître la forme de la terre, puisque les lois de l'attraction terrestre doivent nécessairement dépendre de cette forme.

48. *Forme de la terre.* La terre est un corps arrondi et isolé dans l'espace. On peut facilement reconnaître la convexité des mers par les apparences que présente un navire qui s'éloigne du rivage : il s'abaisse peu à peu; les parties inférieures sont les premières à disparaître, et les sommités des mâts sont les dernières. Mais la forme du globe est principalement mise en évidence par les voyages autour du monde, et surtout par les éclipses de lune.

Un des vaisseaux partis de Séville en 1519, sous la conduite de Magellan, revint le 8 septembre au point du départ, après s'être constamment dirigé vers l'ouest. Ce fait, constaté depuis par un grand nombre d'autres navigateurs, démontre la rondeur de la terre d'orient en occident. La disposition des continents et la rigueur des climats qui avoisinent les pôles n'ont point permis jusqu'ici de faire le tour de la terre dans la direction du nord au sud, et de reconnaître directement, par les voyages, la rondeur de la terre dans tous les sens; mais les phénomènes que présente le ciel lorsqu'on avance vers le nord ou vers le sud démontrent avec la dernière évidence que la terre est aussi arrondie dans cette direction.

On sait que le ciel paraît tourner autour d'une ligne qu'on nomme axe du monde, et qui passe par deux points désignés sous le nom de pôles, dont l'un, visible dans nos climats, est occupé par l'étoile polaire. Celle-ci paraît constamment immobile, tandis que les autres étoiles décrivent tous les jours autour d'elle des cercles d'autant plus grands qu'elles en sont plus éloignées. Les étoiles voisines de l'étoile polaire sont toujours visibles, parce qu'elles décrivent des cercles entièrement situés dans la partie visible du ciel. Il en est d'autres qui sont assez éloignées pour qu'une partie de leur révolution s'effectue au-dessous de l'horizon, et qui, par conséquent, se lèvent et se couchent. Or, si, en partant d'un point quelconque de l'équateur, on se dirige vers le nord, on voit les étoiles si-

tuées dans cette partie du ciel s'élever graduellement au-dessus de l'horizon, tandis que celles situées vers le sud s'abaissent et disparaissent successivement. Des phénomènes analogues ont lieu lorsqu'on se dirige vers le sud (fig. 20). Ainsi, lorsqu'on part d'un point quelconque de la terre, et qu'on se dirige vers le nord ou vers le sud, l'horizon s'abaisse : la terre est donc aussi arrondie dans le sens de la direction des pôles.

De tous les phénomènes célestes, ce sont les éclipses de lune qui mettent le mieux en évidence la forme de la terre. En effet, la terre, éclairée par le soleil, projette derrière elle une ombre dont la forme dépend de la sienne. Si la terre est sphérique, l'ombre sera un cône à base circulaire, et la lune, toujours dans son plein lorsqu'elle pénètre dans cette ombre, devra paraître échancrée par une ligne circulaire : c'est en effet ce qu'on a observé dans toutes les positions de la terre.

Cependant la terre, quoique d'une forme arrondie, n'est point exactement sphérique : des mesures directes ont fait reconnaître qu'elle est aplatie par ses pôles, c'est-à-dire aux points où elle est traversée par l'axe de la rotation apparente du monde, ou par la ligne autour de laquelle s'effectue sa rotation diurne. Voici en quoi consistent les mesures dont il est question. On appelle degré d'un méridien la distance de deux verticales qui comprennent entre elles un angle d'un degré; or, en mesurant la longueur d'un degré d'un même méridien à différentes distances de l'équateur, on a trouvé que sa longueur était croissante à mesure qu'on s'approchait des pôles; d'où il suit nécessairement que la courbure de la terre est plus grande à l'équateur, et, par conséquent, que la terre est aplatie aux pôles.

L'aplatissement de la terre est la différence des rayons de l'équateur et du pôle divisée par le rayon de l'équateur. L'aplatissement est de 1/300; l'incertitude ne porte que sur le dernier chiffre. Le plus grand et le plus petit diamètre de la terre ont pour longueur, le premier, 12,750,000 mètres; le second, 12,710,000, à quelques mille mètres près : alors le diamètre moyen est de 12,730,000 mètres, et la circonférence moyenne est de 40,000,000 de mètres, environ 10,000 lieues de 2,000 toises.

D'après l'inégalité des mouvements de la lune qui dépendent de l'aplatissement de la terre, Laplace l'avait fixé à un 305e. En combinant les résultats des mesures géodésiques faites en France et au Pérou, M. Biot avait trouvé un 309e pour l'aplatissement; 12,753,968 mètres pour le plus grand diamètre;

12,733,490 mètres pour le plus petit ; et 443,31 lignes pour la dix-millionième partie de la distance du pôle à l'équateur. Enfin M. Saigey (*Traité de Métrologie*), en combinant les nombreuses observations faites depuis l'époque de cette dernière détermination avec toutes les observations antérieures, a trouvé un 300e pour l'aplatissement, 443,39 lignes pour la dix-millionième partie de la distance de l'équateur au pôle. Alors, en prenant cette dernière longueur pour le mètre, le diamètre équatorial est de 12,753,800 mètres, et le diamètre polaire de 12,711,000 mètres. Ces mêmes diamètres, mesurés avec le mètre légal de 443,296 lignes, ont pour longueur 12,763,530 et 12,717,330. Le grand nombre et l'exactitude des observations employées à la détermination de ces derniers nombres doivent les faire regarder comme beaucoup plus approchés que les premiers.

49. *Attraction d'une masse sphérique sur un point extérieur.* On démontre en mécanique que, si tous les points d'une masse sphérique homogène, ou composée de couches concentriques homogènes, attirent un point extérieur en raison inverse du carré de la distance, cette masse agit comme si elle était réunie à son centre ; de sorte que, si le point est libre d'obéir à cette attraction, il se mouvra suivant une droite dont le prolongement ira passer par le centre de la sphère.

50. Quoique la terre soit un sphéroïde aplati par ses pôles ; que sa surface soit couverte de nombreuses inégalités ; que ses deux hémisphères, séparés par l'équateur, ne soient point égaux ; enfin, qu'elle ne soit ni homogène ni composée de couches concentriques homogènes, comme toutes ces irrégularités sont peu considérables, et n'ont, en général, qu'une très-faible influence dans les phénomènes dont il est question, nous pourrons appliquer à la terre le résultat analytique que nous venons de poser. Ainsi, nous admettrons que la terre agit comme si sa masse était réunie à son centre, et par conséquent que la direction de la chute des corps, étant prolongée, irait passer par le centre de la terre.

51. *Verticale.* La direction de la pesanteur se nomme verticale ; on l'obtient dans chaque lieu en suspendant un corps à un fil. Dans la position d'équilibre la direction du fil doit être la même que celle de la pesanteur : car la force provenant de la tension du fil fait équilibre à la résultante des actions que la pesanteur exerce sur toutes les molécules du corps ; par conséquent la direction du fil doit être sur la direction de cette résultante ; et comme les forces élémentaires sont parallèles entre elles, la résultante est verticale, ainsi que la direction du fil. La direction de la verticale est évidemment différente pour chaque lieu. C'est cette direction qui déter-

mine le haut et le bas de chaque point du globe; ces expressions n'ont donc rien d'absolu, et changent comme la direction de la pesanteur, lorsqu'on passe d'un lieu dans un autre.

Nous avons dit que la verticale représentait la direction de la chute des corps à la surface de la terre : cela serait rigoureusement vrai si la terre était en repos; mais elle est en mouvement autour de son axe; et il résulte de ce mouvement que, si un corps tombait d'une grande hauteur, il ne suivrait pas exactement la verticale de son point de départ, parce que le corps, ayant à l'instant du départ une plus grande vitesse de rotation que le point de la terre par lequel passe cette verticale, devra tomber en un point plus avancé vers l'orient d'une quantité égale à la différence des chemins parcourus pendant sa chute par le point de départ et le pied de sa verticale, en vertu de la rotation; mais pour que cet écart fût sensible il faudrait que le corps tombât d'une grande hauteur.

Cette conséquence du mouvement de rotation de la terre avait été indiquée par Newton en 1679. Depuis, plusieurs physiciens l'ont constatée. Nous rapporterons seulement les expériences faites récemment par M. Reich dans les mines de Freyberg. On a fait tomber les corps dans un tuyau de bois de 168 mètres de longueur et de 49 centimètres de diamètre : 106 expériences ont donné une déviation moyenne de 28,396 millimètres vers l'orient, et la théorie indique 27,512 millimètres. Ces expériences présentent beaucoup de difficulté, à raison de cette condition indispensable que le corps, à l'origine de la chute, ne possède et ne reçoive aucun mouvement accidentel.

52. *Centre de gravité.* Le point d'application de la résultante de toutes les forces qui attirent les points d'un corps vers le centre de la terre porte le nom de centre de gravité. Si le corps est solide, et s'il est assez petit ou assez éloigné du centre de la terre pour que les différences des distances de ses molécules à ce point puissent être négligées, ainsi que les angles formés par leurs verticales, non-seulement dans une de ses positions, mais dans toutes celles qu'il prend pendant sa chute, on peut alors regarder les pesanteurs de toutes les molécules comme étant des forces égales et parallèles, et le centre de gravité devient le centre des forces parallèles [33]; alors il sera fixe relativement au corps quels que soient son mouvement et sa position, et la résultante sera égale à la somme des poids de toutes les molécules. Les différentes circonstances que nous venons de supposer sont évidemment celles dans lesquelles se trouvent tous les corps qui sont à la surface de la terre; on peut

donc toujours remplacer les poids de toutes les molécules d'un corps par une force unique appliquée à son centre de gravité. On conçoit combien tous les problèmes relatifs à la pesanteur se trouvent alors simplifiés, et combien il est important d'avoir des procédés exacts au moyen desquels on puisse, dans chaque cas particulier, déterminer la position du centre de gravité des différents corps.

53. *Détermination du centre de gravité d'un corps homogène.* Si on mène dans un corps homogène un système de lignes parallèles occupant tout son volume, et que les milieux de toutes ces lignes soient dans un même plan, le centre de gravité sera nécessairement dans ce plan; et si on mène deux autres systèmes de lignes parallèles satisfaisant aux mêmes conditions, il est évident que le centre de gravité du corps se trouvera au point d'intersection des trois plans passant par les milieux des lignes formant chaque système. On déduit facilement de là que le centre de gravité d'un cercle ou d'une sphère est à son centre; que celui d'un triangle est sur la ligne menée d'un sommet au milieu du côté opposé, et aux deux tiers à partir du sommet; que celui d'un parallélogramme est au point d'intersection des deux diagonales; que celui d'une pyramide triangulaire ou d'un cône se trouve sur la ligne menée du sommet au centre de gravité de la base, et au quart de cette ligne à partir de la base; que celui d'un prisme est au milieu de la ligne qui joint les centres de gravité des deux basses.

54. *Détermination du centre de gravité d'un corps hétérogène.* Si le corps n'est point homogène, le centre de gravité ne coïncide plus avec le centre de la figure. Dans ce cas on peut parvenir à le déterminer par les procédés suivants, qui sont également applicables au cas où le corps est homogène. Soit MN (fig. 21) un corps quelconque. Si on le suspend par un fil AB, le corps restera en équilibre lorsque la verticale du centre de gravité se trouvera dans la direction du fil de suspension, car la force qui est appliquée au centre de gravité ne peut être détruite par la résistance du fil qu'autant que ces deux forces agissent suivant la même ligne. Ainsi le prolongement de la ligne AB doit passer par le centre de gravité. En répétant cette opération sur un autre point B′, on aura une autre ligne qui devra contenir le centre de gravité : donc, si on a tracé dans le corps la direction du fil de suspension dans ces deux positions d'équilibre, le centre de gravité sera déterminé par l'intersection de ces deux lignes.

Le centre de gravité d'un corps quelconque, indépendamment des propriétés physiques dont nous avons parlé, jouit d'une propriété

géométrique très-importante, qui sert à en déterminer la position par le calcul, et qui a, d'ailleurs, plusieurs conséquences importantes. La distance du centre de gravité d'un corps à un plan quelconque, multipliée par la masse, est égale à la somme des produits de la masse de chaque élément du corps multiplié par sa distance au même plan.

Ainsi, en appelant M la masse du corps, D la distance de son centre de gravité au plan ; m, m', m''..... les masses de ses molécules, et d, d', d''.... leur distance au même plan, on a :

$$MD = md + m'd' + m''d'' +, \text{etc., d'où l'on tire } D = \frac{md + m'd' + m''d'' +, \text{etc.}}{M}.$$

55. *Variation de l'intensité de la pesanteur au-dessus de la surface de la terre.* Lorsqu'un corps tombe vers la surface de la terre, les actions de la pesanteur varient à chaque instant, parce que la distance du corps au centre de la terre change continuellement; et ces variations ont lieu, comme celle de la gravitation, en raison inverse du carré de la distance. Mais, quand les corps ne tombent que d'une petite hauteur, ces variations sont insensibles à cause de la grandeur du rayon de la terre, et on peut alors considérer la pesanteur comme une force constante.

56. *Variation de l'intensité de la pesanteur dans l'intérieur de la terre.* Lorsqu'un corps pénètre dans l'intérieur de la terre, la pesanteur suit une loi bien différente. En effet, si nous considérons une molécule dans l'intérieur de la terre, toute la portion de matère située au-dessus d'elle l'attirera vers la surface, tandis que la partie inférieure de la terre l'attirera en sens contraire; de sorte qu'elle ne sera réellement attirée vers le centre de la terre que par la différence de ces deux forces. La différence des masses inférieures et supérieures à la molécule allant en diminuant à mesure que la molécule se rapproche du centre, il en résulte que la pesanteur va en diminuant continuellement depuis la surface de la terre, où elle est à son *maximum*, jusqu'au centre, où elle est nulle. Cette variation a lieu en raison directe de la distance au centre de la terre.

Soit ABCD (fig. 22) une enveloppe sphérique infiniment mince, et m un point intérieur attiré par tous les points de l'enveloppe en raison inverse du carré de la distance; le point m, quelle que soit sa position, restera en équilibre dans cette enveloppe. En effet, concevons, par le point m, un double cône infiniment délié; les deux surfaces ab et cd, interceptées sur la surface sphérique, attireront le point m suivant les directions opposées mp et mq, qui passent par leurs centres; ces attractions seront proportionnelles aux surfaces ab

et cd, et en raison inverse des carrés des distances mp et mq; de sorte que, si nous désignons par f l'unité d'attraction, c'est-à-dire celle qui serait produite par l'unité de surface agissant sur une molécule à l'unité de distance, l'attraction de la surface ab sera :

$$\frac{f \times \text{surf. } ab}{\overline{mp}^2}, \text{ et celle de la surface } cd \text{ sera } \frac{f \times \text{surf. } cd}{\overline{mq}^2}.$$

Cela posé, les deux petites surfaces ab et cd étant également inclinées sur les arêtes mb et md, il s'ensuit que leurs étendues sont entre elles comme les carrés de leurs distances au sommet m, ou comme les carrés des lignes mp et mq. On aura par conséquent

$$\frac{\text{surf. } ab}{\overline{mp}^2} = \frac{\text{surf. } cd}{\overline{mq}^2}.$$

Or, en multipliant chacun des membres de cette équation par f, ils représentent les forces qui agissent suivant mp et pq.

Ainsi, les attractions des surfaces ab et cd qui agissent suivant pq sont égales et opposées, et comme il en serait de même si l'axe du cône avait toute autre direction, il en résulte que la somme des actions de tous les éléments de l'enveloppe sur le point m est nulle, et que, par conséquent, il restera en équilibre quelle que soit sa position.

Considérons maintenant la molécule m dans une sphère matérielle (fig. 23), et, par le point m, menons une sphère concentrique à la première. Toute la masse de matière comprise entre les deux sphères pourra être regardée comme formée d'une série d'enveloppes sphériques extrêmement minces; la molécule m étant en équilibre dans chacune d'elles, d'après ce que nous venons de démontrer, leur réunion ne pourra produire aucun effet sur cette molécule, qui ne sera plus attirée que par la sphère intérieure qui passe par ce point. Cette sphère agissant comme si la masse était réunie à son centre, l'attraction sera égale à la masse de cette sphère, divisée par le carré du rayon om. Si le corps est homogène, la masse est proportionnelle au volume, et par conséquent l'attraction est proportionnelle à

$\frac{4\pi r^3}{3r^2}$ ou à $\frac{4\pi r}{3}$, c'est-à-dire à la distance R de la molécule au point o.

57. *La pesanteur agit également sur tous les corps.* Nous avons vu que les pesanteurs des molécules d'un corps étaient des forces égales et parallèles, et pouvaient être remplacées par une force unique appliquée au centre de gravité, et dont l'intensité était égale à leur somme. C'est cette force qu'on désigne sous le nom de poids; ainsi le poids d'un corps est égal à celui d'une de ces molécules multiplié par leur nombre; et les poids des corps de même nature sont proportionnels aux nombres de molécules qu'ils renferment, c'est-à-dire à leurs masses. Examinons maintenant quelle vitesse cette force imprimera au corps sur lequel elle agit, et d'abord rappelons-

nous que la vitesse qu'une force imprime à un corps est proportionnelle à l'intensité de cette force, et en raison inverse de la masse du corps. Ainsi, la vitesse sera proportionnelle à la masse, puisque la force suit cette loi ; et comme elle sera en même temps en raison inverse de cette même masse qu'elle fait mouvoir, il en résulte que la vitesse de la chute d'un corps pesant est indépendante de sa masse, et se trouve égale à celle de la chute d'une seule molécule.

On peut d'ailleurs démontrer directement que des masses inégales de même nature tomberaient dans le vide de la même hauteur dans le même temps. En effet, considérons un nombre quelconque de molécules isolées et indépendantes les unes des autres, m, m', m'', m''', etc. Toutes ces molécules décriront dans leurs chutes des lignes parallèles ; et si on suppose qu'elles partent en même temps, comme à chaque instant elles auront parcouru le même espace, elles resteront disposées entre elles de la même manière. Par conséquent on aurait pu les supposer liées entre elles dès l'origine du mouvement. Ainsi, une masse de grandeur et de forme quelconque tomberait dans le vide dans le même temps qu'une molécule isolée.

Il résulte de là, que si la pesanteur agit également sur tous les corps, tous, quelles que soient leurs masses et leur nature, doivent tomber de la même hauteur dans le même temps. Des considérations théoriques ne nous apprendraient rien à cet égard, car nous ne pouvons pas savoir *à priori* si l'attraction a la même intensité, quelle que soit la nature de la molécule sur laquelle elle s'exerce. C'est l'expérience seule qu'il faut consulter ; et il suffit pour cela de comparer entre eux les espaces que les corps parcourent en tombant. Ce n'est pas dans l'air qu'il faut procéder à cette vérification, car nous savons déjà que les corps plongés dans l'air perdent une partie de leur poids égale à celui de l'air qu'ils déplacent ; et cette perte sera d'autant plus grande que, sous le même poids, ils déplaceront un plus grand volume d'air. Ainsi cette seule cause devrait produire une différence dans la durée de la chute des corps, qui, dans cette circonstance, tomberaient dans le même temps. Mais il existe une autre cause plus influente encore : c'est la résistance que l'air oppose au mouvement, résistance qui provient de ce que l'air ne peut être déplacé par le corps en mouvement sans absorber une partie de la force qui l'anime, et par conséquent sans en diminuer la vitesse : or, cette résistance, comme nous le verrons plus tard, croît avec la vi-

tesse et varie suivant la forme du corps. Cette influence de la résistance de l'air est tellement grande, qu'elle empêche certains corps de tomber, et que les corps de même nature, que nous savons devoir tomber de la même hauteur dans le même temps, quand aucune autre force n'agit pour augmenter ou diminuer leur vitesse, tombent souvent avec des vitesses très-différentes. Nous citerons pour exemple l'or en feuille, qui nage avec facilité dans l'air, tandis que l'or en masse tombe avec une extrême rapidité. Ainsi, c'est dans le vide que ces expériences doivent être exécutées.

Pour faire cette expérience on se sert d'un grand cylindre de verre (fig. 24) fermé aux deux extrémités par des viroles de cuivre, dont l'une est garnie d'un robinet à l'aide duquel on peut faire le vide dans le tube. En introduisant d'abord dans le cylindre différents corp , tels que du plomb, de l'or en feuilles très-minces, du coton, du duvet, faisant le vide et renversant rapidement le tube, tous ces corps tombent en même temps ; mais si on laisse rentrer de l'air en ouvrant le robinet, les corps qui, sous un petit poids, présentent un grand volume tombent plus lentement que les autres, et d'autant plus que l'on a laissé entrer plus d'air.

M. B. Prevost avait imaginé une expérience fort simple, pour démontrer que la résistance de l'air est la seule cause de l'inégalité de la chute des corps. Cette expérience consistait à faire tomber d'une certaine hauteur une petite caisse, ouverte par la partie supérieure, et lestée de manière qu'elle conservât la même position dans sa chute. En plaçant dans la caisse des corps légers, ils tombaient en même temps. L'expérience pouvait être faite avec une plaque métallique horizontale, au-dessus de laquelle on plaçait une feuille de papier d'un diamètre un peu plus petit. D'après M. Prevost, ce phénomène provenait de ce que la caisse préservait le corps léger de la résistance de l'air ; mais comme, en tombant, elle fait un vide partiel derrière elle, la pression de l'air extérieur tend à tenir les corps légers appliqués contre le fond, et par conséquent cette expérience ne prouve rien relativement à l'égalité de pesanteur des corps.

On pensait autrefois que la vitesse de la chute d'un corps était proportionnelle à son poids. Ce fut Galilée qui fit voir le premier l'inexactitude de cette loi ; qui démontra que tous les corps sont également pesants, et que les différences que l'on observe proviennent de la résistance de l'air. Il fit faire des boules égales d'or, de plomb, de cuivre, de porphyre et de cire, et les laissa tomber en même temps du haut de la tour de Pise : elles arrivèrent presque toutes en même temps, à l'exception de la boule de cire.

Cependant il est impossible de déduire, même des expériences

faites dans le vide, que les corps sont également pesants : car, dans ces expériences, les corps ne tombent jamais que d'une petite hauteur et dans un temps très-court; par conséquent, si la durée de la chute des corps différait peu, on ne pourrait pas s'en apercevoir. Mais il existe un autre appareil qui permettrait d'apprécier les plus petites différences s'il en existait réellement. Cet appareil porte le nom de *pendule*.

58. *Pendule*. Le pendule (fig. 25) est composé d'une tige librement suspendue par une de ses extrémités, et portant à l'autre un corps de forme lenticulaire. Lorsque cet appareil a été détourné de sa position d'équilibre, il tend à y revenir; mais, n'atteignant jamais cette position qu'avec une vitesse acquise, il la dépasse à chaque fois, et fait autour d'elle des oscillations dont les amplitudes, toujours décroissantes, finissent par s'anéantir après un temps plus ou moins long.

Pour analyser avec facilité les phénomènes du mouvement des pendules, on ne considère en mécanique qu'un pendule idéal, qu'on désigne sous le nom de *pendule simple*. Il est formé d'une ligne droite rigide inextensible et sans pesanteur, suspendue par une de ses extrémités, et portant à l'autre un point matériel pesant. Lorsqu'on connaît la forme et la densité de toutes les parties qui composent un pendule ordinaire, la mécanique donne des règles pour trouver la longueur du pendule simple correspondant, c'est-à-dire de celui qui ferait ses oscillations dans le même temps.

Soit OM (fig. 26) un pendule simple en repos, O le centre de rotation, M le point matériel pesant. Supposons qu'après avoir été transporté en O M', on l'abandonne à lui-même; la pesanteur, agissant suivant M' P, pourra se décomposer en deux autres forces : l'une, M' Q, dirigée suivant la ligne de suspension, sera détruite par la résistance de cette ligne; l'autre, M' R, dirigée suivant la tangente au cercle décrit par l'extrémité du pendule, tendra à le ramener dans sa position initiale. Les intensités de ces deux forces se détermineront en prenant sur la direction de la pesanteur une ligne M'P pour représenter cette force, et en construisant le parallélogramme M'Q P*n*. A chaque nouvelle position du point matériel, une nouvelle force tangentielle s'ajoutera aux précédentes, en vertu de l'inertie, de sorte que le pendule descendra à la position de repos O M avec une vitesse accélérée. La vitesse acquise pendant la chute du point M' au point M lui fera dépasser ce point; mais, à mesure qu'il s'élèvera de l'autre côté de la ligne de repos O M, la pesanteur se décomposera

comme précédemment et imprimera au point matériel des forces qui, tendant à le ramener à la position verticale O M, détruiront à chaque instant une partie de sa vitesse, et finiront par l'anéantir. Le pendule descendra alors de nouveau, pour remonter ensuite, et continuerait indéfiniment ces oscillations, si les frottements et la résistance de l'air, diminuant incessamment l'amplitude des oscillations, ne finissaient par les anéantir.

On démontre en mécanique : 1° Que la durée des oscillations est sensiblement indépendante de leur amplitude quand elles sont très-petites.

On peut démontrer cette propriété de la manière suivante. La composante de la pesanteur, dirigée suivant la tangente, est proportionnelle au sinus de l'angle du pendule avec la verticale, et à cet angle quand il est très-petit. Cela posé, considérons deux pendules de même longueur, faisant des oscillations d'amplitudes différentes, par exemple dans le rapport de 1 à 2. Divisons un des demi-arcs parcourus par le premier aux points où se trouve le mobile aux époques des actions successives de la pesanteur, et un des demi-arcs du second en parties proportionnelles à celles du premier ; les petites parties du second seront doubles de celles du premier. Faisons partir les pendules ensemble : le second a d'abord une vitesse double du premier ; ainsi dans le même temps il parcourra un espace double ; et quand il aura parcouru une division, le premier aura aussi parcouru une division ; mais la vitesse du second sera encore double de celle du premier, et par conséquent les deux secondes divisions seront encore parcourues dans le même temps, et ainsi des autres ; par conséquent les oscillations s'effectueront dans le même temps.

2°. Que, dans un même lieu et pour un même pendule, les durées des oscillations sont entre elles comme les racines carrées des longueurs des pendules ;

3°. Que l'intensité de la pesanteur qui agit sur la matière de la lentille est proportionnelle à la longueur du pendule, et en raison inverse du carré du temps d'une oscillation.

En désignant par g l'intensité de la pesanteur sur une molécule de la lentille, par π le rapport du diamètre à la circonférence, 3,1415926 ; par l la longueur du pendule simple, et par T la durée d'une oscillation, on a

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} ; \text{ d'où } g = \pi^2 \frac{l}{T^2}.$$

En désignant par v la vitesse après le temps t, compté à partir de l'origine de l'oscillation, et par a la longueur de la moitié de l'arc décrit dans une oscillation complète, on a

$$v = a \sqrt{\frac{g}{l}} \cdot \sin \left(t \sqrt{\frac{g}{l}} \right).$$

Ces formules étant souvent employées, nous les démontrerons.

Soit oc (fig. 26 A) la demi-oscillation très-petite d'un pendule que nous désignerons par a; la vitesse au point o sera $v = \sqrt{2g \times no}$ (*voir* plus loin, n° 67); mais l'arc co étant très-petit, on pourra le remplacer par sa corde; et comme on a $\overline{co}^2 = no \times 2l$; d'où $no = \frac{a^2}{2l}$, il viendra $v = a\sqrt{\frac{g}{l}}$. On trouvera de même, pour la vitesse d'un point quelconque p dont la distance au point o est représentée par x,

$$v = \sqrt{2g\,(no - qo)} = \sqrt{2g\left(\frac{a^2}{2l} - \frac{x^2}{2l}\right)} = \sqrt{\frac{g}{l}\,(a^2 - x^2)}.$$

Soit maintenant cc' (fig. 26 B) l'arc développé décrit par le pendule; sur cc' comme diamètre décrivons un demi-cercle et imaginons qu'un corps le parcoure uniformément avec une vitesse $a\sqrt{\frac{g}{l}}$, et qu'il parte du point c en même temps qu'un autre corps qui parcourrait cc' avec les vitesses successives d'un pendule qui décrit l'arc coc' (fig. 26 A) : je dis qu'à chaque instant le premier corps aura parallèlement à cc' une vitesse égale à celle du second, à la même distance de oA. En effet, la vitesse du premier corps, parallèlement à cc' en un point quelconque m, est

$$v = \cos kmn.\ a\sqrt{\frac{g}{l}} = \sin mop.\ a\sqrt{\frac{g}{l}} = \frac{mp}{om}\,a\sqrt{\frac{g}{l}}$$

$$= \frac{\sqrt{a^2 - x^2}}{a} \times a\sqrt{\frac{g}{l}} = \sqrt{\frac{g}{l}\,(a^2 - x^2)},$$

qui est exactement la vitesse du pendule au point p, distant du point o d'une quantité x. Ainsi, les deux corps partant en même temps du point c, se trouveront à chaque instant à la même distance de oA, et arriveront ensemble au point c'; et, par conséquent, le temps d'une oscillation du pendule est égal au temps que le premier corps emploie pour parcourir la demi-circonférence cAc'. Or, en désignant ce temps par T, on a

$$\mathrm{T} = \frac{\pi a}{a\sqrt{\frac{g}{l}}} = \pi\sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Pour obtenir la vitesse du pendule, après un temps quelconque t, compté de l'origine de l'oscillation, il faut remarquer qu'au point p (fig. 26 B) la vitesse du pendule étant égale à la composante parallèle à cc' de la vitesse du corps au point m, on a

$$v = \sin mop.\ a\sqrt{\frac{g}{l}}.\ \text{Or, } \sin mop. = \sin\frac{cm}{a},\ \text{et } cm = ta\sqrt{\frac{g}{l}};$$

$$\text{donc } v = a\sqrt{\frac{g}{l}}.\ \sin\left(t\sqrt{\frac{g}{l}}\right).$$

Les deux premières lois peuvent facilement être vérifiées par l'expérience. Elles sont relatives à un pendule idéal qui ne peut point se réaliser : car la tige doit être un fil inextensible sans pesanteur, et l'extrémité doit être réduite à une molécule pesante. Pour atteindre autant que possible à la simplicité du pendule idéal, nous construirons un pendule avec un fil métallique extrêmement délié, fixé supérieurement à un couteau d'acier, dont le tranchant repose sur deux plans parfaitement polis, et nous fixerons à l'extrémité inférieure du fil une sphère métallique, d'une masse très-considérable relativement à celle du fil de suspension (fig. 27). Cet appareil oscillera sensiblement comme un pendule simple, dont la longueur serait égale à la distance du centre de gravité de la sphère au point de suspension.

Dans ce cas, en désignant par L la distance du point de suspension au centre de la boule, par l la longueur du pendule simple correspondant, et par R le rayon de la boule, on a, en négligeant le poids du fil,

$$l = L + \frac{2R^2}{5L}.$$

Pour les vérifications dont il s'agit, la quantité $\frac{2R^2}{5L}$ est trop petite pour avoir une influence sensible.

Pour reconnaître l'isochronisme des oscillations du pendule quand elles sont très-petites, il suffit de mettre en mouvement le pendule, et de compter le nombre des oscillations dans un temps donné, au commencement et à différentes époques du mouvement : on trouve ainsi des nombres parfaitement égaux. Cette loi si importante fut une des premières découvertes de Galilée (1).

Pour vérifier la seconde loi, il suffit évidemment de faire osciller des pendules de différentes longueurs, de mesurer la durée d'une

(1) C'est sur cette propriété qu'est fondée l'application du pendule aux horloges. Dans toutes les horloges le mouvement est produit par la chute d'un poids ou la détente d'un ressort; mais si ces forces étaient abandonnées à elles-mêmes, elles ne produiraient qu'un mouvement accéléré et de courte durée, au lieu d'un mouvement lent et régulier. Pour bien comprendre les fonctions du pendule dans les horloges, imaginons une corde enroulée sur un cylindre, supportant un poids à une de ses extrémités, et supposons que ce cylindre communique par une série de roues dentées et de pignons à une dernière roue dentée, représentée fig. 28. Imaginons qu'à côté de cette roue soit placé un pendule MN, garni d'une pièce *mnpq*, qu'on nomme *échappement*, tellement disposée que, dans les oscillations successives du pendule, une dent de la roue s'échappe successivement. Il est évident que, quoique le poids tende

oscillation, et de comparer ces temps aux longueurs. L'estimation de la durée d'une oscillation se fait avec une grande précision en comptant le nombre d'oscillations qui s'exécutent dans un certain temps, une heure par exemple, et divisant le temps par le nombre des oscillations. On trouve ainsi que, si les pendules ont des longueurs qui soient entre elles comme les nombres 1, 4, 9, les durées des oscillations sont entre elles comme les nombres 1, 2, 3.

Enfin, la troisième loi peut servir à constater avec une grande précision l'égalité de l'action de la pesanteur sur tous les corps : car il résulte de cette loi que, si les corps sont également pesants, des pendules de même longueur et de différentes matières doivent osciller dans le même temps. La méthode la plus simple pour faire cette vérification consiste à placer à la partie inférieure du fil une calotte sphérique, au-dessous de laquelle on place successivement des sphères égales de différentes substances qu'on fait adhérer par une légère couche d'huile. Les expériences faites ainsi avec beaucoup de soin, sur la plupart des substances connues, ont donné des résultats très-peu différents, et qui sont devenus identiques, quand on les a ramenés à ce qu'ils auraient été dans le vide.

59. *Les masses des corps sont proportionnelles à leur poids.* De l'égalité de l'action de la pesanteur sur tous les corps il résulte une conséquence très-importante : la pression qu'un corps pesant produit sur un obstacle qui le soutient est évidemment proportionnelle à la quantité de matière qu'il renferme, c'est-à-dire à sa masse; or, cette pression est précisément ce qu'on nomme le poids du corps : par conséquent les masses des corps, quelle que soit d'ailleurs leur nature, sont proportionnelles à leur poids dans le vide.

60. *Équilibre des corps pesants.* Pour qu'un corps pesant soit en équilibre, il faut et il suffit que son centre de gravité soit soutenu;

à faire tourner la roue dentée d'une manière continue et avec un mouvement accéléré, elle ne tournera cependant que par intermittence, après des temps égaux et d'une même quantité, et la pression que les dents de la roue exerceront contre l'échappement perpétuera les mouvements du pendule : de sorte que cet appareil marchera régulièrement jusqu'à ce que la force motrice soit épuisée, c'est-à-dire que le poids soit en bas de sa course ou que le ressort soit complétement détendu. Supposons maintenant que l'axe qui porte la corde enroulée ou le ressort soit garni d'une aiguille qui parcourt un cadran, et que le pendule batte la seconde : en admettant que chaque dent de la roue d'échappement communique à la roue une vitesse angulaire égale à la 60e partie de la circonférence, l'aiguille aurait le mouvement de celle des minutes dans les horloges ordinaires.

mais pour que l'équilibre soit stable, c'est-à-dire pour que le corps très-peu dérangé de sa position tende à y revenir, il est nécessaire que son centre de gravité soit le plus bas possible; dans le cas de l'équilibre instable, le centre de gravité est au contraire le plus haut possible : c'est ce qu'on peut vérifier avec un cône en équilibre sur sa base ou sur sa pointe. Pour reconnaître si un corps pesant est en équilibre stable ou instantané, il faut supposer que le corps reçoive un très-petit mouvement, et observer si le centre de gravité monte ou descend : dans le premier cas, l'équilibre est stable; dans le second, il est instable.

Lorsqu'un corps solide est posé sur un plan, la condition d'équilibre consiste en ce que la verticale de son centre de gravité rencontre le plan dans l'intérieur du polygone formé en joignant les points de contact du corps avec le plan. La raison en est évidente : car, lorsque cette condition est remplie, la force appliquée au centre de gravité tend à faire tourner le corps autour de chaque point d'appui dans les directions où le mouvement ne peut point avoir lieu; tandis que, quand la verticale du centre de gravité est en dehors de ce polygone, la force appliquée au centre de gravité tend à faire tourner le corps autour des points de contact les plus voisins, et rien ne peut s'opposer à ce mouvement.

Lois de la chute des corps à une petite distance de la surface de la terre.

Lorsqu'on veut avoir égard aux variations de la pesanteur en raison des distances, les vitesses et les espaces parcourus suivent par rapport aux temps des lois très-compliquées. Mais dans le cas particulier d'un corps qui tombe d'une petite hauteur vers la surface de la terre, les actions de la pesanteur peuvent être considérées comme étant égales à tous les instants de la chute; alors le problème se simplifie, et les rapports des vitesses, des espaces parcourus et des temps, deviennent extrêmement simples.

61. *Les vitesses sont proportionnelles aux temps.* Les actions de la pesanteur étant égales, se succédant après des intervalles infiniment petits, égaux, et ces forces s'ajoutant en vertu de l'inertie, il s'ensuit que celle qui sollicite le corps augmente proportionnellement au temps écoulé depuis l'origine de la chute, et, par conséquent, que la vitesse [17] suit la même loi [21]. Ainsi, en désignant par g la vitesse après l'unité de temps, et par v la vitesse après le temps t, on a $v = gt$.

62. *Les espaces parcourus sont comme les carrés des temps employés à les parcourir.* En effet, supposons qu'un corps tombe pendant le temps t, la vitesse à la fin de la chute sera gt, et après le temps $\frac{t}{2}$ elle sera $g\frac{t}{2}$; après les temps $\frac{t}{2} - \theta$ et $\frac{t}{2} + \theta$, elle sera $g\left(\frac{t}{2} - \theta\right)$, et $g\left(\frac{t}{2} + \theta\right)$, dont la demi-somme est $g\frac{t}{2}$. Ainsi la somme des chemins parcourus pendant des temps très-petits aux époques $\frac{t}{2} + \theta$ et $\frac{t}{2} - \theta$ est égale au chemin qui serait parcouru pendant la somme des temps avec la vitesse $g\frac{t}{2}$: donc le chemin total parcouru pendant le temps t est égal au chemin que le corps parcourrait uniformément avec la vitesse $g\frac{t}{2}$. Ainsi, en désignant ce chemin par e, on a $e = g\frac{t^2}{2}$, (b). Cette formule renferme la loi énoncée.

Il résulte des deux formules précédentes que, si la pesanteur, après avoir agi un certain temps sur le corps, cessait de le solliciter, il parcourrait uniformément dans le même temps un espace double de celui qu'il a parcouru sous l'influence de la pesanteur. En effet, à la fin du temps t, l'espace parcouru est $g\frac{t^2}{2}$, et la vitesse est gt; or, l'espace parcouru uniformément pendant le temps t avec cette dernière vitesse est gt^2. Il résulte de là que g, qui représente la vitesse à la fin de la première unité de temps, est égal au double de l'espace parcouru pendant la première unité de temps de la chute. C'est ce qui résulte aussi de l'équation (b) : car si on fait $t = 1$, elle donne $g = 2e$.

En éliminant le temps t entre les deux équations (a) et (b), il vient $v = \sqrt{2gh}$. Ainsi la vitesse à la fin de la chute est proportionnelle à la racine carrée de la hauteur de la chute.

63. Les lois de la chute des corps ne peuvent pas être vérifiées directement, parce que la vitesse est trop grande, et qu'une petite erreur sur l'estimation du temps aurait trop d'influence. Elles ne peuvent l'être que par des dispositions qui diminuent l'intensité de la pesanteur. C'est à Galilée que sont dues les premières expériences sur les lois de la chute des corps; il parvint à diminuer l'intensité de la pesanteur en faisant tomber un corps en roulant sur un plan incliné. En 1780, Atwood imagina une machine beaucoup

plus simple et susceptible de donner une plus grande précision ; nous allons la décrire.

64. *Machine d'Atwood.* Soit AB (fig. 29) une poulie mobile, sans pesanteur, sur laquelle est enroulé un fil également sans pesanteur, portant à ses extrémités les poids égaux P et P'. Ces poids se feront mutuellement équilibre; mais si on place au-dessus de P' un nouveau poids p, l'équilibre sera rompu, et le poids additionnel mettra tout en mouvement. Remarquons maintenant que, quand le poids p tombe tout seul et librement il ne fait mouvoir que sa masse; et que, quand il tombe appliqué sur le poids P', il entraîne à la fois les masses P et P' et la sienne propre; et, comme les vitesses qu'une même force imprime à différentes masses sont en raison inverse de ces masses, il en résulte que le poids p tombera, lorsqu'il fera partie de l'appareil, avec une vitesse qui sera à celle qu'il aurait s'il tombait librement, comme la masse p est à la masse $P + P' + p$. Ainsi, par exemple, en supposant que P et P' soient de 1000 grammes, et p de 1 gramme, la vitesse du corps p entraînant les masses P et P' sera 2001 fois plus petite que celle d'un corps qui tombe librement.

La machine d'Atwood (fig. 30) est composée d'une poulie AB très-légère, portée sur un axe dont les extrémités sont mobiles sur les circonférences de quatre galets mm', afin de diminuer le frottement (1). Un arrêt c, qui se fixe contre le crochet à ressort D, retient le poids P', et permet de le faire partir à un instant déterminé. La tige graduée porte deux boîtes mobiles M et M', qui peuvent se fixer à différentes hauteurs : la première a un prolongement formé d'une plaque percée d'un trou, à travers lequel peut passer le poids P'; l'autre est formée d'une plaque circulaire pleine. On donne au poids additionnel une des formes indiquées dans la figure par les lettres p ou p'. A côté de l'appareil se trouve un pendule qui bat la seconde. Dans cette machine le frottement des axes de rotation et la résistance du fil à se courber sur la gorge de la

(1) Le frottement d'une poulie dans ses coussinets est proportionnel à la pression et au chemin décrit par la surface des axes : par conséquent, en désignant par M le poids de la poulie, par m celui de chacun des galets, par S et par s les chemins parcourus par l'axe de la poulie et par l'axe de chacun des couples de galets, le frottement de la poulie tournant directement sur son axe est à celui qu'elle éprouve quand elle tourne sur les galets :: PS : $2\left(\frac{1}{2}P + 2p\right)s$; et comme s est toujours très-petit par rapport à S, les galets, malgré l'influence de leur poids, diminuent beaucoup le frottement.

poulie sont des forces constantes, comme la pesanteur, qui tendent à diminuer la vitesse de la chute, mais ne peuvent pas changer la loi de son accélération : la seule circonstance qui puisse altérer cette dernière loi est la variation de longueur du fil, qui tend évidemment à augmenter l'accroissement de la vitesse; mais quand le fil est très-fin, et que son poids par rapport à p est très-petit, son influence est sensiblement nulle. Quant au poids de la poulie, il agit de la même manière qu'un accroissement du poids p, car on peut remplacer la somme des quantités de mouvement de ses différents points par celle d'une certaine masse m, qui formerait un anneau placé à la circonférence et qui prendrait la vitesse des poids placés aux extrémités du fil; alors la vitesse des corps serait à leur vitesse quand ils sont libres $:: p : 2P + p + m$.

Pour vérifier la loi des espaces parcourus par rapport aux temps employés, on place le poids P' avec son poids additionnel p sur la soupape c, rendue horizontale et retenue à cette position par le crochet D. On fait partir le corps à l'instant précis d'un battement du pendule, et on place par tâtonnement la boîte M' de manière que le choc du corps sur la plaque coïncide avec le battement suivant. La distance de la plaque au point D est alors l'espace parcouru dans une seconde. Si, après avoir fait cette première épreuve, on remonte le corps P' sur la soupape, et si on descend la plaque M' de manière que sa distance au point D soit quatre fois plus grande, on observe que, le poids P' partant à l'instant d'un battement, son choc sur la plaque M' coïncide avec le troisième battement; et, si on met la boîte M' à une distance neuf fois plus grande que la première, ce choc se manifestera au quatrième battement : d'où résulte la loi énoncée, que les espaces parcourus sont proportionnels aux carrés des temps employés à les parcourir.

Pour reconnaître si les vitesses sont proportionnelles aux temps, il faudrait arrêter l'action de la pesanteur à différentes époques de la chute; le corps se mouvrait uniformément avec la vitesse acquise, et l'espace qu'il parcourrait dans l'unité de temps serait la mesure de la vitesse, qu'on pourrait alors comparer aux temps employés pour l'acquérir. La machine d'Atwood offre un moyen fort simple pour remplir cet objet. En effet, dans les expériences précédentes, tout se passe comme si la pesanteur n'agissait que sur le poids additionnel, puisque les poids des deux corps P et P' se font équilibre : donc, si, à une époque quelconque de la chute, on enlevait le poids p, la chute n'aurait plus lieu qu'avec la vitesse acquise. Pour cela

on se sert d'un corps p' de même poids que p, mais très-allongé, de manière que le corps P', en passant à travers l'anneau de la plaque M', y laisse ce poids moteur. On place la plaque M' successivement aux distances parcourues dans une seconde, deux secondes, etc., et on trouve que les vitesses acquises sont proportionnelles aux temps écoulés depuis l'origine du mouvement, et que l'espace parcouru, avec la vitesse acquise pendant un temps égal à celui qui s'est écoulé depuis l'origine du mouvement, est double de l'espace parcouru pour acquérir cette vitesse.

65. *Chute d'un corps ayant une vitesse initiale.* Si la vitesse initiale est dirigée dans le sens de la pesanteur, à chaque instant la vitesse du corps est égale à sa vitesse initiale, augmentée de celle résultant de l'action de la pesanteur, et l'espace parcouru est égal à la somme des espaces que le corps aurait parcourus s'il eût été soumis successivement à chacune de ces deux causes de mouvement. Mais si la vitesse initiale a lieu en sens contraire de la pesanteur, les actions successives de cette dernière diminuent continuellement la vitesse primitive, finissent par l'anéantir, et le corps retombe alors comme s'il partait du repos. Dans ce cas les vitesses du mobile en montant et en descendant sont les mêmes à des hauteurs égales, et la vitesse à la fin de la chute est égale à celle du mouvement ascensionnel à son origine. Ainsi, pour élever un projectile à une hauteur quelconque, il faut lui imprimer une vitesse égale à celle que la pesanteur lui ferait acquérir s'il tombait de cette hauteur.

Dans ce cas, on a les formules $v = a - gt$, (a), et $e = at - \frac{gt^2}{2}$, (b). Le corps s'élevant jusqu'à ce que sa vitesse devienne nulle, en appelant h la plus grande hauteur à laquelle il parvienne, et θ le temps qu'il emploiera pour y parvenir, on aura :

$$0 = a - g\theta, \text{ et } h = a\theta - \frac{g\theta^2}{2}; \text{ d'où l'on tire } \theta = \frac{a}{g}, \text{ et } h = \frac{a^2}{2g}.$$

Parvenu à cette hauteur h, le corps retombera. Pour avoir la vitesse qu'il acquerra à la fin de sa course, il faut mettre à la place de e la valeur de h dans l'équation $v = \sqrt{2ge}$: on trouvera alors $v = a$. Ainsi, lorsqu'un corps est lancé verticalement, il retombe avec une vitesse égale à la vitesse de projection.

Pour démontrer qu'un corps acquiert la même vitesse à des hauteurs égales en montant et en descendant, cherchons la vitesse pendant l'ascension à une distance e' du sommet de l'ascension. On aura $e = h - e' = \frac{a^2}{2g} - e'$. Substi-

tuant dans l'équation (a) la valeur de t tirée de l'équation (b), et pour e la valeur que nous venons d'obtenir, on trouve $v = \sqrt{2ge'}$, qui est la vitesse d'un corps qui retomberait librement du sommet de l'ascension.

66. Lorsque l'impulsion initiale est inclinée à l'horizon, le projectile s'élève en décrivant une courbe, et redescend ensuite en décrivant une courbe semblable. Les vitesses sont encore égales aux mêmes hauteurs en montant et en descendant, et la courbe décrite dans le vide est une parabole dont l'axe est vertical.

67. *Chute d'un corps sur une ligne droite et sur une ligne courbe.* Lorsqu'un corps tombe dans la direction d'un plan incliné à l'horizon, la pesanteur peut se décomposer en deux forces : l'une, perpendiculaire au plan, est détruite par sa résistance; l'autre, parallèle à sa direction, produit le mouvement du corps, qui est accéléré comme celui de la chute verticale. Mais la force accélératrice est d'autant plus petite que le plan se rapproche davantage de l'horizon. En construisant le parallélogramme des forces, il est facile de reconnaître que la composante de la pesanteur, parallèlement au plan, est égale à $g\frac{H}{L}$, H étant la hauteur du plan incliné, et L sa longueur. Il résulte de là que la vitesse à l'extrémité inférieure du plan incliné est égale à la vitesse qu'acquerrait le corps en tombant verticalement de la hauteur du point de départ : car, si, dans la formule $v = \sqrt{2ge}$, on substitue pour g la valeur que nous venons de trouver, et L à la place de e, on trouve $v = \sqrt{2gH}$. Le même résultat aurait encore lieu si le corps tombait suivant une courbe quelconque continue. En effet, il existera nécessairement pour le premier élément de la courbe, et comme l'angle formé par la direction de ce premier élément et celle du second est infiniment petit, il n'y aura pas de perte de vitesse dans le passage du premier au second élément, et par conséquent le résultat en question aura lieu pour ce deuxième élément, et par suite pour tous les autres, pourvu qu'il n'y ait point de changements brusques de direction.

68. La courbe de *plus vite descente*, c'est-à-dire celle qu'un corps devrait parcourir pour descendre d'un point à un autre dans le temps le plus court, porte le nom de *cycloïde*. La cycloïde est une courbe décrite par un point quelconque d'un cercle qui roule sur une ligne droite. Dans la fig. 31, AB est le cercle mobile, AP la droite directrice, A le point générateur. Lorsque le cercle AB a parcouru une partie AG de la ligne AP, égale à la moitié de sa circonférence, le point A se trouve au point le plus élevé; après

une révolution complète du cercle, il se trouve de nouveau sur la ligne AP, et ainsi de suite. La cycloïde est alors composée d'un nombre infini de branches semblables à ACP. On démontre en mécanique que, pour qu'un corps descende du point A au point B (fig. 32) dans le temps le plus court possible, il faut qu'il parcoure une cycloïde renversée à base horizontale, dont le milieu est en B.

69. Cette même courbe jouit encore d'une autre propriété bien remarquable : la durée de la chute d'un corps qui la parcourt est indépendante de la distance du point de départ au point le plus bas. Ainsi, des corps partant en même temps des points A,A',A'' arrivent en même temps au point B. Cette propriété fournit un moyen simple de rendre parfaitement *isochrones*, c'est-à-dire d'égale durée, les oscillations d'un pendule, quelle que soit d'ailleurs l'amplitude des oscillations : car il suffit de faire décrire au centre d'oscillation une cycloïde. On y parvient en employant pour le pendule une ligne flexible, et en plaçant de chaque côté du point O (fig. 33) deux plaques terminées par des cycloïdes égales, dont l'axe est horizontal. Le pendule, dans ses écarts successifs de chaque côté de la verticale OC, s'enroule en partie sur ces cycloïdes, et s'il a pour longueur deux fois le diamètre du cercle générateur des cycloïdes directrices, son extrémité décrira une cycloïde.

70. *Influence de l'air.* Jusqu'ici nous avons fait abstraction de la résistance de l'air : par conséquent tous les résultats du calcul que nous avons énoncés ne sont vrais que pour un corps qui se mouvrait dans le vide. Lorsqu'un corps tombe dans l'air, sa vitesse tend à devenir uniforme, parce que la résistance de l'air croît plus rapidement que la vitesse; mais en général les lois du mouvement d'un corps dans l'air se rapprochent d'autant plus de celles du vide que le corps est plus dense; c'est-à-dire que, sous le même volume, il renferme plus de matière, et que sa surface est plus petite.

71. A l'origine de la chute des corps, la résistance de l'air occasionne un phénomène remarquable : le corps tourne sur lui-même, de manière que son centre de gravité devienne en général le plus bas possible, et c'est à cet instant seulement que les différents points du corps décrivent des droites parallèles. Cela tient à ce que le point d'application de la résultante des actions de l'air doit être situé sur la verticale du centre de gravité, pour que le corps se meuve parallèlement à lui-même; et pour que le plus petit écart ne fasse pas faire une révolution complète au corps sur lui-même, il faut que son centre de gravité soit le plus bas possible : s'il n'en

était pas ainsi, les deux forces feraient tourner ce corps jusqu'à ce que la double condition énoncée fût satisfaite.

72. *Intensité de la pesanteur, et ses variations à la surface de la terre.* La pesanteur étant une force constante, son intensité est mesurée par la vitesse qu'elle imprime à la fin de la première unité de temps aux corps soumis à son action [26]. Pour mesurer cette vitesse, il faudrait pouvoir arrêter l'action de la force à cette époque; le corps se mouvrait uniformément, et l'espace qu'il parcourrait dans la seconde unité de temps représenterait la vitesse acquise à la fin de la première. On peut aussi déterminer cette vitesse en mesurant l'espace parcouru par le corps pendant la première unité de temps, car ce chemin est précisément la moitié de la vitesse cherchée, comme on peut s'en assurer en faisant $t = 1$, dans les deux formules qui renferment les lois de la chute des corps.

73. Lorsqu'un corps est soumis à l'action de la pesanteur, et qu'il se précipite vers la surface de la terre, son mouvement est beaucoup trop rapide pour qu'on puisse mesurer directement et avec exactitude l'espace parcouru dans l'unité de temps. On pourrait à la vérité le ralentir au moyen de la machine d'Atwood, ou en le faisant tomber sur un plan incliné; mais, pour en déduire l'espace qu'il aurait parcouru librement, il faudrait avoir égard non-seulement à la disposition géométrique de l'appareil, mais encore au frottement et à l'inertie des poulies, à la résistance du fil à la flexion, à la variation de sa longueur, circonstances dont l'appréciation serait assez difficile, et qui offriraient de trop grandes causes d'erreur. C'est encore au moyen du pendule qu'on parvient facilement à déterminer l'intensité de la pesanteur. En effet, nous avons vu qu'il y avait entre la durée de ses oscillations, sa longueur et l'intensité de la pesanteur, la relation $g = \frac{\pi^2 l}{T^2}$, au moyen de laquelle on peut déduire l'une quelconque de ces trois quantités de la connaissance des deux autres. Ainsi, en comptant exactement le nombre des oscillations d'un pendule pendant un intervalle déterminé, on en déduira la durée d'une oscillation avec une précision qui sera d'autant plus grande que le nombre des oscillations comptées sera plus considérable. Sa longueur sera celle du pendule simple qui lui correspond, dont on calculera la longueur par les règles connues, et on en déduira l'intensité de la pesanteur dans le lieu de l'observation.

C'est ainsi qu'à Paris on a trouvé que l'intensité de la pesanteur était de $9^m,8088$, c'est-à-dire qu'un corps qui se mouvrait librement

dans le vide acquerrait cette vitesse à la fin de la première seconde, et par conséquent que l'espace parcouru pendant la première seconde est de $4^m,9044$.

74. La mesure de la durée des oscillations du pendule et la détermination de la longueur du pendule simple correspondant sont des opérations difficiles et qui exigent un observateur exercé, à cause des précautions délicates qu'il faut prendre et des nombreuses corrections qu'il faut faire subir aux résultats bruts des expériences. Ces corrections sont relatives à l'influence de l'amplitude des oscillations sur leur durée, et à celle de l'air, qui agit non-seulement en diminuant le poids du corps, mais en opposant une résistance au mouvement, qui altère la relation si simple entre la longueur du pendule et la durée des oscillations. A la vérité ces corrections sont très-petites, mais elles sont de l'ordre des variations que l'intensité de la pesanteur éprouve à la surface de la terre, et ne peuvent pas être négligées.

75. L'intensité de la pesanteur étant connue pour un lieu déterminé, il devient très-facile de trouver son intensité sur d'autres points. En effet, si on prend un pendule d'une forme invariable, et qu'on le fasse osciller dans les mêmes circonstances en différents lieux, la longueur du pendule simple correspondant restant constante, la durée des oscillations variera en raison inverse de la racine carrée de l'intensité de la pesanteur; et alors, connaissant cette intensité pour un des lieux, on en déduira l'intensité pour tous les autres. On pourra aussi déduire de ces expériences la longueur du pendule qui bat la seconde dans les différents lieux des expériences : car il résulte de la formule du pendule que ces longueurs sont proportionnelles aux intensités de la pesanteur.

On a trouvé ainsi 1° que, de l'équateur aux pôles, l'intensité de la pesanteur diminue de 1/176 de sa valeur moyenne; 2° qu'en désignant par g l'intensité de la pesanteur en un lieu dont la latitude est de 50°, et par g' la pesanteur à la latitude ψ, la valeur de g' est donnée par l'équation $g' = g\,(1 - 0{,}002837 \cos 2\psi)$; 3° pour la longueur du pendule qui bat la seconde sexagésimale, les nombres suivants :

était pas ainsi, les deux forces feraient tourner ce corps jusqu'à ce que la double condition énoncée fût satisfaite.

72. *Intensité de la pesanteur, et ses variations à la surface de la terre.* La pesanteur étant une force constante, son intensité est mesurée par la vitesse qu'elle imprime à la fin de la première unité de temps aux corps soumis à son action [26]. Pour mesurer cette vitesse, il faudrait pouvoir arrêter l'action de la force à cette époque; le corps se mouvrait uniformément, et l'espace qu'il parcourrait dans la seconde unité de temps représenterait la vitesse acquise à la fin de la première. On peut aussi déterminer cette vitesse en mesurant l'espace parcouru par le corps pendant la première unité de temps, car ce chemin est précisément la moitié de la vitesse cherchée, comme on peut s'en assurer en faisant $t = 1$, dans les deux formules qui renferment les lois de la chute des corps.

73. Lorsqu'un corps est soumis à l'action de la pesanteur, et qu'il se précipite vers la surface de la terre, son mouvement est beaucoup trop rapide pour qu'on puisse mesurer directement et avec exactitude l'espace parcouru dans l'unité de temps. On pourrait à la vérité le ralentir au moyen de la machine d'Atwood, ou en le faisant tomber sur un plan incliné; mais, pour en déduire l'espace qu'il aurait parcouru librement, il faudrait avoir égard non-seulement à la disposition géométrique de l'appareil, mais encore au frottement et à l'inertie des poulies, à la résistance du fil à la flexion, à la variation de sa longueur, circonstances dont l'appréciation serait assez difficile, et qui offriraient de trop grandes causes d'erreur. C'est encore au moyen du pendule qu'on parvient facilement à déterminer l'intensité de la pesanteur. En effet, nous avons vu qu'il y avait entre la durée de ses oscillations, sa longueur et l'intensité de la pesanteur, la relation $g = \frac{\pi^2 l}{T^2}$, au moyen de laquelle on peut déduire l'une quelconque de ces trois quantités de la connaissance des deux autres. Ainsi, en comptant exactement le nombre des oscillations d'un pendule pendant un intervalle déterminé, on en déduira la durée d'une oscillation avec une précision qui sera d'autant plus grande que le nombre des oscillations comptées sera plus considérable. Sa longueur sera celle du pendule simple qui lui correspond, dont on calculera la longueur par les règles connues, et on en déduira l'intensité de la pesanteur dans le lieu de l'observation.

C'est ainsi qu'à Paris on a trouvé que l'intensité de la pesanteur était de $9^m,8088$, c'est-à-dire qu'un corps qui se mouvrait librement

dans le vide acquerrait cette vitesse à la fin de la première seconde, et par conséquent que l'espace parcouru pendant la première seconde est de $4^m,9044$.

74. La mesure de la durée des oscillations du pendule et la détermination de la longueur du pendule simple correspondant sont des opérations difficiles et qui exigent un observateur exercé, à cause des précautions délicates qu'il faut prendre et des nombreuses corrections qu'il faut faire subir aux résultats bruts des expériences. Ces corrections sont relatives à l'influence de l'amplitude des oscillations sur leur durée, et à celle de l'air, qui agit non-seulement en diminuant le poids du corps, mais en opposant une résistance au mouvement, qui altère la relation si simple entre la longueur du pendule et la durée des oscillations. A la vérité ces corrections sont très-petites, mais elles sont de l'ordre des variations que l'intensité de la pesanteur éprouve à la surface de la terre, et ne peuvent pas être négligées.

75. L'intensité de la pesanteur étant connue pour un lieu déterminé, il devient très-facile de trouver son intensité sur d'autres points. En effet, si on prend un pendule d'une forme invariable, et qu'on le fasse osciller dans les mêmes circonstances en différents lieux, la longueur du pendule simple correspondant restant constante, la durée des oscillations variera en raison inverse de la racine carrée de l'intensité de la pesanteur; et alors, connaissant cette intensité pour un des lieux, on en déduira l'intensité pour tous les autres. On pourra aussi déduire de ces expériences la longueur du pendule qui bat la seconde dans les différents lieux des expériences : car il résulte de la formule du pendule que ces longueurs sont proportionnelles aux intensités de la pesanteur.

On a trouvé ainsi 1° que, de l'équateur aux pôles, l'intensité de la pesanteur diminue de 1/176 de sa valeur moyenne; 2° qu'en désignant par g l'intensité de la pesanteur en un lieu dont la latitude est de 50°, et par g' la pesanteur à la latitude ψ, la valeur de g' est donnée par l'équation $g' = g\,(1 - 0{,}002837 \cos 2\psi)$; 3° pour la longueur du pendule qui bat la seconde sexagésimale, les nombres suivants :

Longueur du pendule qui bat la seconde sexagésinale à différentes latitudes.

	Latitudes.	Longueur du pendule.
Équateur....	0°	0m,990925
	26	0 ,991528
Paris.....	48 50′ 40″	0 ,993846
	60	0 ,994791
	80	0 ,995924 (1).

On conçoit d'après cela que, si on portait sous l'équateur ou sous de plus petites latitudes une pendule qui aurait été réglée à Paris, elle devrait retarder : c'est un fait qui fut d'abord constaté par Richer en 1671, à Cayenne, et depuis par Bouguer et plusieurs autres (2).

76. La diminution de la pesanteur du pôle à l'équateur est occasionnée 1° par l'aplatissement de la terre; 2° par la force centrifuge. L'influence de l'aplatissement de la terre est évidente, car les corps qui sont à l'équateur sont plus éloignés du centre d'attraction du sphéroïde terrestre, et, par conséquent, sont moins attirés. Pour concevoir l'effet de la seconde cause il faut se souvenir que la terre tourne sur elle-même en vingt-quatre heures, et, par conséquent,

---

(1) Ces nombres ont été obtenus à une époque où la réduction au vide s'effectuait en tenant compte seulement de la perte du poids de la lentille du pendule dans l'air; mais M. Bessel ayant constaté depuis, par des expériences précises, que cette correction était insuffisante, et qu'il fallait tenir compte de la force perdue par le pendule pour mettre l'air environnant en mouvement, il en résulte que ces nombres n'ont plus l'exactitude qu'on leur supposait avant l'importante découverte de M. Bessel : ils sont tous un peu trop petits; mais l'erreur n'affecte que les dernières décimales.

(2) Les longueurs des pendules simples qui battent la seconde à l'équateur, et dans un lieu dont la latitude est connue, sont liées à l'aplatissement de la terre par une relation qui permet de déterminer cette dernière quantité par les premières. Cette relation, découverte par La Place, est la suivante :

$$A = 0{,}00865 - \frac{l - Q}{Q \sin^2 \lambda}.$$

A est l'aplatissement de la terre, Q la longueur du pendule à l'équateur, l sa longueur à la latitude λ, et le nombre 0,00865 est les $\frac{5}{2}$ du quotient de la force centrifuge à l'équateur par la pesanteur. Cette formule suppose que la terre est un sphéroïde composé de couches homogènes dont les densités varient suivant une loi quelconque.

Les observations faites jusqu'ici ne donnent pas, comme nous l'avons déjà dit, des valeurs identiques de l'aplatissement de la terre : les nombres obtenus varient de $\frac{1}{300}$ à $\frac{1}{309}$.

que tous les points de sa surface décrivent dans le même temps des cercles dont le rayon va en décroissant de l'équateur aux pôles. Or, toutes les fois qu'un corps tourne, il tend à chaque instant, en vertu de son inertie, à s'échapper par la tangente à la courbe qu'il décrit, sur laquelle il ne peut se maintenir qu'au moyen d'une force dirigée vers le centre du cercle, et qui fait alors équilibre à la force centrifuge [37].

Nous avons vu [38] que, dans le cercle, la force centrifuge est égale au carré de la vitesse divisé par le rayon; il en résulte que, pour chaque point de la terre, la force centrifuge est proportionnelle à la distance de ce point à l'axe de rotation.

En effet, la vitesse est proportionnelle aux circonférences décrites, puisqu'elles le sont dans le même temps. Donc, en prenant la durée de la rotation de la terre pour unité de temps, la vitesse en un point quelconque de sa surface est égale à $2\pi R$, R étant la distance du point à l'axe de rotation : par conséquent [38], la force contrifuge est égale à $\frac{4\pi^2R^2}{R} = 4\pi^2R$.

La force centrifuge va donc en augmentant du pôle, où elle est nulle, à l'équateur, où elle est à son maximum. Mais son influence sur la pesanteur décroît encore plus rapidement : car à l'équateur elle est opposée à la pesanteur et la diminue de toute son intensité; au lieu que partout ailleurs, la force centrifuge MF (fig. 34) étant toujours perpendiculaire à l'axe de rotation, une partie seulement de cette force contrarie la pesanteur. En effet, on peut décomposer la force MF en deux autres MD et MC, l'une verticale, l'autre horizontale. La première seule sera dirigée dans le sens de la pesanteur; l'autre, agissant horizontalement, ne produira aucun effet.

77. A l'équateur, la force centrifuge est 1/289 de la pesanteur. Or, comme la force centrifuge croît proportionnellement au carré de la vitesse, si la terre tournait dix-sept fois plus vite, cette force, à l'équateur, serait $1/289 \times 17^2 = 1$, c'est-à-dire serait égale à la pesanteur. Alors à l'équateur les corps ne tomberaient pas à la surface de la terre.

Pour déterminer la valeur de la force contrifuge à l'équateur, il suffit de substituer dans l'équation $f = \frac{4\pi^2 r}{T^2}$ [38] les nombres qui correspondent aux lettres qu'elle renferme. On a $\pi = 3,14159$; $r = 6375000^m$; T se compose d'un jour moyen, ou 86400 secondes, plus 164 secondes dues au mouvement apparent du soleil projeté sur l'équateur : on a donc $T = 86564$ secondes, et par suite $f = 0^m,0339$. Ainsi à l'équateur, la force centrifuge imprimerait à un corps, pendant une seconde, une vitesse de $0^m,0339$. Or, à l'équateur,

la vitesse de la chute est, d'après l'observation, de $9^m,78$; et comme cette vitesse est la différence entre celle qui est due à la pesanteur et celle qui résulte de la force centrifuge, la vitesse réellement due à la pesanteur $= 9,78 + 0,0339 = 9,8139$, et le rapport de la force centrifuge à la pesanteur $= \frac{0,0339}{9,8139} = \frac{1}{289}$.

Appareils destinés à mesurer le poids des corps.

78. Les poids sont des forces que l'on peut estimer de deux manières différentes. Quand on les considère comme des forces motrices, on les compare à une force constante que l'on prend pour unité, et qui est telle qu'elle imprimerait à l'unité de masse l'unité de vitesse dans l'unité de temps. Alors, en désignant par M la masse d'un corps, par g la gravité, l'expression du poids d'un corps est Mg. On peut aussi estimer les poids en les comparant à celui d'un volume déterminé d'un certain corps. Les nombres que l'on obtient ainsi représentent les rapports des masses des corps à celle du corps dont le poids a été pris pour unité : car nous avons vu que les masses des corps sont proportionnelles à leurs poids [62].

79. Longtemps on s'est servi d'unités de poids entièrement arbitraires, et dont la grande variété présentait de graves inconvénients. Aujourd'hui l'unité fixée par la loi, et qu'on nomme *gramme*, est le poids, dans le vide, d'un centimètre cube d'eau distillée à la température de quatre degrés. On emploie aussi des unités plus petites sous le nom de *décigrammes*, *centigrammes*, *milligrammes*, contenant 1/10, 1/100, 1/1000 de gramme; et des unités plus grandes, formées de 10, 100 et 1000 grammes, sous les noms de *décagrammes*, *hectogrammes* et *kilogrammes*.

80. Les appareils qui servent à mesurer les poids portent le nom de balances. Celles dont l'usage est le plus répandu, et qui, seules, sont susceptibles d'une grande précision, sont composées d'une barre métallique mobile autour du point central; à ses deux extrémités sont suspendues deux coupes destinées à recevoir les corps dont la balance doit constater l'égalité de poids. Pour qu'un semblable appareil remplisse l'objet auquel il est destiné, il doit, dans sa construction, satisfaire à certaines conditions que nous allons faire connaître.

Des poids égaux placés dans les coupes devant être en équilibre stable lorsque le fléau est horizontal, il faut évidemment, 1° que, sans les poids, la balance soit en équilibre dans cette position; 2° que cet

équilibre soit stable; 3° que les points de suspension des coupes soient à égale distance du centre de rotation.

Pour que la balance soit en équilibre dans la position horizontale du fléau, il faut que, dans cette position, la verticale du centre de gravité passe par le point de suspension : car on peut remplacer le poids de la balance par une force unique égale à ce poids, et appliquée au centre de gravité; or, comme on peut appliquer une force en un point quelconque de sa direction, si elle passe par un point fixe, la force sera détruite. Pour remplir la deuxième condition, il faut que le centre de gravité soit au-dessous du point de suspension. En effet, représentons (fig. 35) par AB la ligne horizontale qui, dans la position d'équilibre, passe par le point de rotation O et par les points de suspension des coupes, et soit G le centre de gravité placé au-dessus du point de suspension; si l'on fait prendre au fléau la position A'B', le point G viendra en G' du côté du fléau qui s'est abaissé, et la force appliquée au centre de gravité entraînera le fléau du côté où il est incliné. Si le centre de gravité était au point de rotation même, il est évident que l'équilibre existerait dans toutes les positions possibles. Et enfin si le centre de gravité (fig. 36) est situé au-dessous du point de suspension, en inclinant le fléau, le centre de gravité passe du côté qui s'est relevé, et, par conséquent, la balance est ramenée à sa position d'équilibre primitive.

Quant à la troisième condition, elle paraît facile à remplir; cependant elle présente dans la pratique de si grandes difficultés, qu'on ne doit jamais compter qu'elle soit exactement satisfaite, du moins lorsqu'il s'agit de faire des expériences précises. Mais on a imaginé un procédé très-simple pour peser exactement un corps au moyen d'une balance dans laquelle les points de suspension des coupes seraient à d'inégales distances du point de rotation. Ce procédé, qui porte le nom de *méthode de la double pesée*, consiste à mettre dans un plateau le corps qu'on veut peser, à l'équilibrer avec du sable, et ensuite à remplacer le corps par des poids. Il est évident que le corps et les poids ayant fait successivement et dans les mêmes circonstances équilibre à la même quantité de sable, leurs masses sont parfaitement égales.

81. Outre les conditions dont nous venons de parler, et qui sont indispensables pour qu'une balance puisse remplir son objet, il en est encore d'autres qui sont destinées à la rendre très-sensible et à lui faire conserver cette sensibilité. Ces conditions sont, 1° que le centre de gravité soit très-rapproché du point de suspension; 2° que

les points de suspension des coupes et le point de rotation se trouvent sur une même ligne droite ; 3° l'inflexibilité du fléau sous la limite de charge de la balance ; 4° la dureté et le poli des couteaux de suspension ; 5° une grande longueur du fléau et de l'aiguille qui sert à indiquer sa position.

Pour concevoir l'influence de la première condition, il faut savoir que, lorsqu'un corps peut tourner autour d'un point fixe, l'effort de chaque force pour produire cet effet est représenté par le produit de l'intensité de la force et de la longueur de la perpendiculaire abaissée du centre de rotation sur sa direction. Or, lorsque dans un des plateaux on met un corps plus pesant que dans l'autre, la différence des poids agit d'abord à l'extrémité du bras du levier AO (fig. 36), et la balance s'incline ; mais, comme le point A se rapproche de la verticale du point de suspension à mesure que l'inclinaison devient plus grande, l'effet de cette force va en décroissant. Au contraire, le centre de gravité étant au-dessous du point de suspension, à mesure que le fléau s'incline, ce point s'écarte de la verticale du point de rotation du côté opposé, et par conséquent l'effet de la force qui y est appliquée croît avec l'inclinaison. Il y aura donc, si la différence des poids n'est pas très-considérable, une position dans laquelle ces deux forces se feront équilibre, et, pour la même différence de poids, l'inclinaison du fléau dans cette position d'équilibre sera d'autant plus grande que la distance du centre de gravité au point de suspension sera plus petite.

La seconde condition est destinée à rendre la position du centre de gravité indépendante des poids dont on charge les plateaux, du moins en faisant abstraction de la flexion que peut éprouver le fléau, et de l'accroissement de frottement sur les coussinets. En effet, les poids des corps placés dans les plateaux pouvant être considérés comme appliqués au point de suspension de ces plateaux, si ces poids sont égaux et les trois points de suspension en ligne droite, la résultante de la partie commune des poids, que supportent les couteaux extrêmes, passera par le point de rotation, quelle que soit l'inclinaison de la balance, et elle y sera constamment détruite. Si cette condition n'était pas remplie, la sensibilité de la balance diminuerait ou augmenterait avec la charge, suivant que l'alignement des couteaux extrêmes serait au-dessous ou au-dessus du centre de rotation. Supposons d'abord le premier cas (fig. 37) : la résultante de la partie commune des poids qui chargent les points de suspension sera appliquée en un point situé au-dessous du centre de rotation,

et du même côté que le centre de gravité ; alors, quand la balance s'inclinera, la force appliquée en ce point concourra avec celle appliquée au centre de gravité pour ramener la balance dans sa position d'équilibre ; en outre, la distance du point de suspension, qui s'abaissera, à la verticale du centre de rotation décroîtra plus rapidement que quand les trois points de suspension sont en ligne droite, circonstances qui concourent évidemment à diminuer la sensibilité. Dans le cas où les points de suspension sont au-dessus du centre de rotation (fig. 38), la résultante de la partie commune des poids que supportent les couteaux sera appliquée en un point situé au-dessus du centre de rotation ; et, quand le fléau s'inclinera, ce point passant du côté du fléau qui s'abaisse, la force qui s'y trouve appliquée tendra à augmenter l'inclinaison ; l'effet sera le même que si le centre de gravité du fléau se rapprochait du centre de rotation : ainsi cette circonstance favorise la sensibilité. Mais, si la charge était très-grande ou que les points de suspension fussent très-élevés au-dessus du centre de rotation, il est évident que la balance pourrait devenir folle. En outre, dans cette disposition, la distance du couteau, qui s'abaisse, à la verticale du centre de rotation augmente jusqu'à une certaine limite, et diminue ensuite ; ce qui tend encore à augmenter la sensibilité. Il est important de remarquer que cette dernière circonstance ne peut pas rendre la balance folle tant que la résultante totale de la charge commune des couteaux et du poids du fléau est appliquée en un point situé au-dessous du centre de rotation : car les deux forces qui se contre-balancent sont : 1° cette dernière résultante ; 2° la différence des charges des couteaux appliquée à l'un d'eux. Or pour que ces deux forces puissent se faire équilibre sous une certaine inclinaison, il suffit que la première croisse plus rapidement que la seconde : et c'est ce qui existe, comme on peut le reconnaître sur la figure 39. Lorsque le fléau s'incline, l'accroissement de longueur du bras de levier à l'extrémité duquel est appliquée la différence des poids varie comme le cosinus de l'angle a, ou le sinus de $90° - a$, et le bras de levier de la force appliquée au centre de gravité varie comme le sinus de l'inclinaison ; mais les sinus varient moins rapidement que les angles, et d'autant moins qu'ils sont plus grands, et l'inclinaison est toujours plus petite que $90° - a$. On voit, d'après ce qui précède, qu'il serait utile de placer les deux axes de suspension des coupes un peu au-dessus du centre de rotation : la balance serait toujours plus sensible que si les trois axes de suspension étaient en ligne

droite, et l'accroissement de sensibilité qui en résulterait pour les grandes charges compenserait, en partie du moins, la diminution résultant d'un plus grand frottement; on pourrait même placer les trois points de suspension de manière que la balance devînt folle à la limite de charge. Dans ce cas, en désignant par K le poids du fléau et des coupes, par P la limite de charge, par h la distance du centre de gravité du fléau à l'axe de rotation, et par h' la hauteur des points de suspension au-dessus du centre de rotation, on devrait évidemment avoir la relation $2Ph' = Kh$.

On peut éviter, dans une série de pesées, les variations de sensibilité de la balance qui résultent de l'inégalité des charges; pour cela on met dans un des plateaux un poids égal à la limite de ceux qu'on veut déterminer; on établit l'équilibre par de la grenaille de plomb placée dans l'autre plateau : alors, pour peser un corps, on le met dans le premier plateau et on enlève des poids jusqu'à ce que l'équilibre soit rétabli, les poids enlevés représentent évidemment le poids du corps, comme dans la méthode de la double pesée, et la balance, restant également chargée, conserve la même sensibilité.

On peut vérifier tout ce que nous venons de dire, au moyen de l'appareil (fig. 40), dans lequel on peut faire varier la position du centre de gravité par deux écrous M et M', et la hauteur des points de suspension par les vis P et Q, qui portent les pointes sur lesquelles reposent les godets fixés aux tiges des coupes.

Quant aux autres conditions de sensibilité, leur influence est si évidente, que nous nous abstiendrons de les examiner en détail.

82. Nous donnerons la description de la balance de Fortin et de celle de M. Berzélius, qui sont généralement employées dans les recherches relatives à la physique et à la chimie.

La figure 41 représente la balance de Fortin. Le fléau AB, parfaitement symétrique, est suspendu par un couteau d'acier trempé, sur un plan horizontal mn de même substance; les couteaux A et B supportent les crochets des coupes; une aiguille ab, fixée à angle droit sur le fléau, indique, sur une portion de cercle divisée CD, la position du fléau. Deux fourchettes M et M', qui peuvent se mouvoir verticalement au moyen de la manivelle N, sont destinées à ramener le fléau à sa position horizontale, à éviter de trop grandes oscillations, et enfin à le soulever lorsqu'on ne fait point usage de l'appareil, pour que le tranchant du couteau ne s'émousse pas. Des niveaux à bulle d'air servent à rendre le plan mn parfaitement horizontal. Tout l'appareil est renfermé dans une cage de verre, afin

d'éviter les mouvements que produirait l'agitation de l'air; et, dans l'intérieur de la cage, on place des substances propres à dessécher l'air qui y est enfermé, afin d'empêcher l'oxydation des couteaux et des coussinets d'acier, qui, devant être toujours très-polis, ne peuvent être couverts de vernis. Ces balances sont d'une si grande précision, que, chargées d'un kilogramme, elles trébuchent à un milligramme.

Dans la balance de Fortin, comme dans toutes les autres balances de précision, il est très-important que les couteaux de suspension des coupes soient toujours en contact aux mêmes points avec les crochets de suspension des coupes, car autrement il y a toujours une petite variation dans les longueurs des bras de levier. Pour qu'il en soit ainsi, il faut avoir soin de charger toujours les coupes au centre.

La balance de M. Berzélius est disposée d'une manière différente. Ce célèbre chimiste a eu pour objet d'éviter les longueurs de la double pesée : pour cela le fléau (fig. 42) est terminé par deux plaques d'acier *abc*, *a'b'c'*, dont les parties inférieures sont percées d'un orifice destiné à recevoir les crochets de suspension des plateaux; chaque plaque est garnie d'une vis qui pénètre dans un écrou creusé dans le fléau, et à l'aide de laquelle on peut faire varier la distance du point de suspension au centre de rotation, ce qui permet de rendre les deux bras de levier parfaitement égaux. On reconnaît que cette condition est remplie lorsque, la balance étant en équilibre sans charge, l'équilibre subsiste encore après qu'on a mis des poids égaux dans les plateaux. Il y a dans cette balance, comme dans celle de Fortin, une pièce destinée à ramener le fléau dans la position horizontale, et à le tenir soulevé quand on ne fait pas usage de la balance. Elle est également renfermée dans une cage de verre. Dans les balances de Berzélius, construites en Suède, l'égalité des deux bras de levier s'obtient par un très-petit mouvement de l'équipage qui porte le couteau central; les couteaux extrêmes sont immobiles et supportent des plaques d'agates, auxquelles sont attachés les cordons des coupes; et deux fourchettes qui embrassent des tiges horizontales fixées aux plaques d'agate leur donnent toujours la même position quand elles sont soulevées par les couteaux. Cette dernière disposition fait disparaître les causes d'erreurs qui résultent dans les autres balances de la variation des points de contact des couteaux avec les crochets de suspension.

83. Les balances que nous venons de décrire sont seules suscep-

tibles d'une grande précision et, par conséquent, les seules qui puissent être employées dans les recherches de physique et de chimie. Mais dans le commerce, où une précision extrême n'est point nécessaire, on emploie un grand nombre de dispositions différentes qui ont pour objet ou de rendre l'appareil moins cher, ou plus facilement transportable, ou d'accélérer les pesées.

On se sert souvent de ressorts d'acier de différentes formes, qui fléchissent sous le poids du corps qu'on veut peser. Un index fixé à l'extrémité libre du ressort parcourt une échelle rectiligne ou circulaire, graduée par des expériences faites sur des poids échantillonnés.

On emploie fréquemment aussi des balances désignées sous le nom de romaines (fig. 43), au moyen desquelles on pèse avec un seul poids dont on fait varier la distance au centre de suspension. Les romaines sont souvent à équilibre instable : alors on reconnaît l'équilibre par l'égalité des pressions opposées que l'aiguille exerce sur les deux doigts placés de chaque côté de la chape qui supporte la romaine; mais il est toujours beaucoup plus avantageux de rendre le fléau oscillant. Dans ce dernier cas, ces appareils peuvent être susceptibles d'une assez grande précision.

Dans les filatures on se sert pour peser les écheveaux de coton de balances qui indiquent les poids par l'inclinaison de l'aiguille (fig. 44). Celle-ci parcourt un cadran, dont la division s'effectue avec une très-grande facilité, car il est aisé de reconnaître que les poids sont proportionnels aux tangentes des inclinaisons.

En effet, désignons par P le poids du corps placé dans le plateau Q, par M le poids du fléau, par L la longueur du levier ab, par l la distance du centre de gravité G au point de rotation, et par ϕ l'inclinaison de l'aiguille quand la coupe renferme le poids P. Les forces P et M agissent à des distances de la verticale du point de suspension égales à L $\cos\phi$ et $l \sin\phi$; par conséquent, à l'instant de l'équilibre on aura $PL \cos\phi = Ml \sin\phi$; d'où $P = \frac{Ml}{L} \operatorname{tang} \phi$.

On emploie aussi quelquefois des balances à deux coupes, qui sont placées au-dessus du fléau; alors les tiges des coupes se prolongent au-dessous des couteaux de suspension, et sont terminées par des masses qui maintiennent ces tiges verticales, pourvu que les poids placés dans les plateaux ne dépassent pas une certaine limite. On produit le même effet en liant les extrémités inférieures des tiges par une tringle mobile autour de son milieu. Ces balances

ne sont susceptibles d'aucune précision : il y a trop d'inertie ou trop de frottement.

Enfin, pour peser les gros fardeaux, tels que les voitures, on emploie deux systèmes différents de leviers que nous décrirons rapidement. Les ponts à bascules sont formés (fig. 45) d'un tablier MN qui porte par quatre pieds soutenus aux points a', b', c', d' de quatre leviers ao, bo, co et do, de même longueur, mobiles autour des points a, b, c, d, et qui s'appuient aux points o, o d'une traverse d'un levier BA, mobile autour du point A ; le point B est attaché par une tige verticale à l'extrémité C du levier DC, mobile autour du point O', et qui porte à l'extrémité D une coupe de balance. Si les distances aa', bb', cc', dd' sont égales entre elles, et à une fraction m d'un des leviers qui viennent s'appuyer au point o, un poids P, placé sur le tablier MN, en un point quelconque, produira en o, o une pression mP ; en désignant par m' le rapport des distances OA et BA, la pression au point B sera mm'P ; et en représentant par m'' le rapport des longueurs O'C et O'D, et par P' le poids placé dans la coupe qui fait équilibre au poids P, on a $P' = mm'm''P$.

La balance de Quintenz (fig. 46), qui est généralement employée dans le commerce, se compose d'un tablier AB sur lequel on place le corps que l'on veut peser. Son extrémité B s'appuie en un point C d'un levier ED, mobile autour du point D, et son extrémité A est attachée au point G d'un levier IF, mobile autour du point H, dont l'extrémité F supporte le point E, et l'extrémité I une coupe. Il est d'abord facile de reconnaître que, si on a la proportion HF : HG :: ED : CD, l'équilibre subsistera, quelle que soit la position du corps P sur le tablier ; que, dans ses oscillations, le plateau, restera constamment horizontal ; et qu'alors, en désignant par P' le poids placé dans la coupe qui fait équilibre au poids P placé sur le tablier, on a la proportion P : P' :: HG : HI.

En effet, désignons par P le poids du corps M placé sur le tablier AB, par m et n les distances de son centre de gravité aux points A et B. La charge au point C sera $P\frac{n}{m+n}$; aux points E et F elle sera $P\frac{m}{m+n}\times\frac{CD}{ED}$; et aux points A et G elle sera $P\frac{n}{m+n}$. Ainsi, en désignant par P' le poids placé dans la coupe qui établit l'équilibre, on aura :

$$P'\times IH = HG\times P\frac{n}{m+n} + HF.P\frac{m}{m+n}\times\frac{CD}{ED} = P\frac{1}{m+n}\left(HGn + HFm\frac{CD}{ED}\right);$$

si on pose $HG = HF \times \frac{CD}{ED}$, ou $HG :: HF : CD : ED$, il vient $P' \times IH = P \times HG$.

Cette équation étant indépendante de m et de n, subsistera, quelle que soit la position du corps M sur tablier.

84. C'est ici l'occasion de parler d'un instrument fort ingénieux imaginé par M. Lenormand, qui fera mieux concevoir encore, que ce que nous avons dit jusqu'ici, le rôle que joue la position du centre de gravité dans l'équilibre des corps pesants. Cet instrument est destiné à la mesure du temps : il consiste (fig. 47) en une aiguille AB, dont le centre porte un tourillon perpendiculaire à la direction de l'aiguille, et mobile dans une cavité circulaire pratiquée au centre d'un cadran ; l'extrémité B porte une boîte cylindrique dans laquelle on fait mouvoir uniformément un petit poids, à l'aide d'un mouvement de montre. Lorsque le poids mobile se trouve en m, le centre de gravité se trouve en g, et l'aiguille est horizontale ; quand le poids est en m', le centre de gravité est en g', et, par conséquent, l'aiguille prend la direction verticale A'B' ; quand le poids est en m'', le centre de gravité étant g'', l'aiguille prend nécessairement la direction A''B''. On peut facilement reconnaître que, le point mobile se mouvant uniformément, l'aiguille tournera uniformément sur son tourillon, et pourra servir à indiquer les heures tracées sur un cadran. Cet appareil, comme instrument destiné à mesurer le temps, ne vaut rien, parce qu'il n'est pas susceptible d'une précision suffisante ; mais il est remarquable par le principe de son mouvement.

85. *Influence de l'air sur la détermination des poids des corps.* Nous avons dit qu'un corps perdait dans l'air une partie de son poids égale à celui d'un pareil volume d'air ; or, comme le poids d'un même volume d'air change avec la température, la hauteur du baromètre et la quantité d'humidité qui se trouve dans l'air, il s'ensuit que le poids d'un corps dans l'air varie avec toutes ces circonstances, et d'autant plus que le corps a un plus grand volume relativement à son poids. Ainsi, deux corps ayant des volumes différents, qui seraient en équilibre dans les plateaux d'une balance à une certaine température, n'auraient pas le même poids à une autre température. Par exemple, si un litre d'eau était équilibré par une masse de cuivre à la température de 0°, et si la température devenait de 20°, l'accroissement du poids de l'eau serait de 100 milligrammes, et celle du cuivre seulement de 14, et par conséquent la balance trébucherait du côté de l'eau. Ces variations sont assez petites pour être

négligées dans toutes les transactions commerciales ; elles sont aussi toujours négligeables dans les expériences de précision quand les poids sont très-petits; mais il y a des circonstances où il faut déterminer exactement les poids tels qu'ils seraient dans le vide. Nous nous occuperons de cette question après avoir étudié les lois de la dilatation des gaz.

§ 3. *Attraction moléculaire.*

86. Lorsque les corps sont placés à une très-petite distance, ils s'attirent souvent avec une énergie capable de vaincre non-seulement leur propre pesanteur, mais encore des forces considérables. Cette attraction ne se manifeste presque qu'au contact, et paraît n'exister qu'entre les molécules : c'est pourquoi elle a été désignée sous le nom d'*attraction moléculaire*, pour la distinguer de la gravitation et de la pesanteur, qui agissent sur les masses et à toutes les distances. C'est cette attraction qui produit l'adhérence des corps qu'on applique les uns contre les autres. Elle concourt avec la force répulsive de la chaleur à produire les différents états des corps. C'est elle qui produit les phénomènes capillaires. Et enfin, si, comme cela est très-probable, elle n'est pas la seule cause des phénomènes chimiques, si c'est l'électricité qui détermine les combinaisons, c'est l'attraction qui maintient réunis les atomes de natures différentes après la neutralisation des électricités. On ne connaît point les lois auxquelles l'attraction moléculaire est soumise; on sait seulement que cette force ne se manifeste qu'autant que les molécules sont à de très-petites distances, et qu'alors son intensité dépend de la nature des molécules, et qu'elle augmente avec une grande rapidité à mesure que la distance diminue.

87. On peut mettre en évidence l'attraction des molécules de même nature par les expériences suivantes : si on prend deux balles de plomb, et qu'après avoir enlevé de chacune d'elles un segment avec un instrument tranchant, on les réunisse par les faces planes que l'on a produites, en les faisant glisser de manière à chasser l'air qui pourrait être interposé, les deux balles exigent une force de plusieurs kilogrammes pour être séparées. Deux cylindres d'acier de trois centimètres de diamètre, terminés par des faces planes réunies de la même manière après avoir été recouvertes de cire fondue, peuvent soutenir jusqu'à 200 kilogrammes avant d'être séparés. Dans la première expérience, une partie de l'effort nécessaire pro-

vient de la pression de l'air; mais, comme cette pression n'est que de un kilogramme par chaque centimètre carré de surface de contact, elle n'est qu'une petite fraction de la résistance totale à la séparation. Dans la seconde, la résistance à la séparation provient aussi en partie de la pression de l'air, et de la ténacité de la cire; mais ces deux forces sont beaucoup plus petites que la résistance totale, et, dans les deux cas, cette résistance provient principalement de l'attraction moléculaire. Nous ajouterons un fait constaté par M. Clément, et qui met encore bien en évidence la force dont il s'agit : des glaces polies appliquées les unes contre les autres contractent avec le temps une adhérence telle qu'il est impossible de les séparer.

On peut rendre compte de l'attraction moléculaire en admettant que l'expression analytique de l'attraction des molécules des corps est composée de deux termes : l'un, en raison directe des masses et en raison inverse du carré de la distance, aurait une valeur finie à toutes les distances possibles; l'autre, qui dépendrait de la nature des molécules, aurait, à de très-petites distances, une très-grande valeur, mais, décroissant avec une très-grande rapidité, elle deviendrait sensiblement nulle à toute distance appréciable pour nos organes. La première partie de cette attraction produirait la gravitation et la pesanteur, et la seconde donnerait naissance à l'attraction moléculaire.

88. On peut expliquer l'origine de cette seconde partie de l'attraction générale des molécules des corps en admettant que tous les points matériels dont sont formées les molécules jouissent de la propriété de s'attirer en raison directe de leur masse et en raison inverse du carré de la distance, et que les molécules des corps ne sont point sphériques. Dans cette supposition, l'attraction moléculaire serait le résultat de l'influence des formes et des dimensions des molécules. Nous admettrons provisoirement cette hypothèse, parce qu'elle est simple, et qu'elle satisfait à tous les phénomènes. Mais, pour qu'on en prenne une idée bien exacte, il est nécessaire d'entrer dans quelques développements.

Nous avons vu que tous les corps célestes jouissent de la propriété de s'attirer, et que cette attraction, combinée avec une impulsion initiale, fait persister le système du monde dans l'ordre établi; nous avons reconnu ensuite qu'à la surface de la terre les corps s'attirent, et que c'est l'attraction du sphéroïde terrestre qui produit la pesanteur. Toutes ces attractions, déduites rigoureusement des faits observés, conduisent nécessairement à reconnaître

que les molécules des corps s'attirent, et que l'attraction des masses n'est que la résultante des attractions partielles des molécules qui les composent.

L'attraction des molécules qui se manifeste à la distance immense qui sépare les corps célestes, et à des distances beaucoup plus petites pour produire la pesanteur et les attractions que Cavendish a reconnu exister entre les corps à la surface de la terre, doit également se manifester à toutes les distances possibles, quelque petites qu'elles soient. Mais, les molécules des corps n'étant jamais sphériques, la loi de leur attraction doit éprouver de grandes anomalies lorsqu'elles sont à des distances très-petites par rapport à leurs dimensions. En effet, lorsque les corps sont sphériques et composés de molécules qui s'attirent en raison inverse du carré de la distance, ces corps s'attirent suivant la même loi et comme si leur masse était réunie à leur centre. Mais, si ces corps n'ont point une forme sphérique, leur attraction est composée de deux parties : l'une suit la raison inverse du carré de la distance, et l'autre, qui résulte du défaut de sphéricité, décroît suivant des puissances plus considérables de la distance. Cette deuxième partie, décroissant beaucoup plus rapidement que la première, est très-petite lorsque les corps sont à de très-grandes distances, et ne peut alors occasionner dans leurs mouvements relatifs que des anomalies insensibles; mais, à mesure que ces corps se rapprochent, elle augmente plus rapidement que la première et acquiert une influence toujours croissante. Ainsi, par exemple, lorsque deux corps d'une forme quelconque sont placés à une certaine distance, en admettant que la partie de leur attraction due à leur figure décroisse comme le cube de la distance, si l'on rend cette distance dix fois plus grande, la partie de leur attraction qui dépend de leur figure diminuera dix fois plus que l'autre; de même elle augmenterait dix fois plus si l'on rendait la distance des corps dix fois plus petite. Telle est la nature de l'attraction réciproque de la terre et de la lune : l'aplatissement de la terre fait naître dans leurs mouvements des perturbations qui deviendraient bien plus influentes si ces corps étaient plus rapprochés, et qui s'évanouiraient si ces corps étaient beaucoup plus éloignés. Ainsi, lorsque les corps ont une forme quelconque, à une grande distance ils s'attirent comme s'ils étaient sphériques; mais, à des distances très-petites par rapport à leurs dimensions, leur forme fait naître une nouvelle force qui augmente avec une rapidité prodigieuse à mesure que la distance diminue et qui s'ajoute à la première. Ce n'est point encore en

cela seul que consiste l'influence de la forme des corps : lorsqu'ils sont sphériques, ils s'attirent également dans toutes les directions, et il n'en est plus ainsi lorsqu'ils n'ont point cette forme régulière ; ils s'attirent alors inégalement par leurs différentes faces, et en général davantage par celles qui sont plus voisines de leur centre de gravité. C'est en partie par cette raison que la pesanteur est plus grande au pôle qu'à l'équateur.

Tout ce que nous venons de dire des masses est à la fois le résultat du calcul et de l'observation, et paraît immédiatement applicable aux molécules : car celles-ci, quoique invisibles pour nous, n'en ont pas moins des dimensions finies, et, puisqu'elles s'attirent, on peut admettre que les points matériels qui les composent jouissent de la même propriété. Alors leur attraction sera la résultante des actions partielles des points matériels qui les composent. Cette attraction sera en raison inverse du carré de la distance toutes les fois qu'elles seront très-éloignées les unes des autres : cette circonstance existe pour toutes les molécules qui appartiennent à des corps différents, quelle que soit d'ailleurs la distance qui sépare ces corps, pourvu qu'ils ne soient pas en contact ; car les molécules sont si petites, que toute distance appréciable pour nous est en quelque sorte infinie relativement à leurs dimensions ; par conséquent, l'influence de leur figure ne pourra se développer qu'à des distances insensibles pour nos organes.

Mais, pour que l'influence de la figure des molécules puisse rendre compte de l'énergie des forces qui se développent dans les corps à une très-petite distance, il faut admettre que la densité des molécules est incomparablement plus grande que celle du corps qu'elles forment par leur réunion, et, par conséquent, que la distance des molécules est beaucoup plus grande que leur diamètre. Plusieurs physiciens ont regardé ces nouvelles suppositions comme n'étant point en opposition avec les faits observés, et comme étant, au contraire, très-conformes à cette propriété générale des fluides impondérables de traverser avec facilité la plupart des corps.

Ainsi, en résumant ce qui précède, il paraît probable que c'est l'attraction des points matériels dont les molécules sont formées qui constitue leur attraction ; que c'est l'influence des dimensions, des formes et de la nature des molécules, qui, à de petites distances, donne naissance à l'attraction moléculaire ; et, enfin, que c'est l'attraction des molécules, dégagée de l'influence de leur nature et de leur figure, qui produit la pesanteur et la gravitation.

§ 4. *Force répulsive de la chaleur.*

89. Lorsqu'un corps s'échauffe, il se dilate dans tous les sens; et, lorsqu'il se refroidit, il se contracte. De ce fait, constaté par une infinité d'expériences, il résulte que, dans les corps, les molécules ne se touchent jamais; et puisque c'est en accumulant la chaleur dans les corps qu'on éloigne les molécules, et que c'est en enlevant de la chaleur qu'on les rapproche, il faut nécessairement admettre que la chaleur, quelle que soit sa nature, agit comme une force répulsive.

Dans tous les phénomènes, la chaleur agit toujours comme un fluide dont les molécules, d'une ténuité extrême, se repousseraient mutuellement, et seraient attirées par les molécules des corps pondérables. Cette hypothèse s'accordant parfaitement bien avec tous les faits, nous l'adopterons.

Nous admettrons donc que les corps sont composés de molécules égales et éloignées les unes des autres, et que chacune de ces molécules est environnée d'une atmosphère de calorique. Nous aurons donc à considérer dans les corps : 1° l'attraction des molécules pondérables entre elles; 2° la force répulsive des atmosphères de chaleur; 3° l'attraction des molécules pondérables sur la chaleur. C'est l'existence simultanée de ces trois forces qui produit les différents états que les corps peuvent affecter.

90. *Constitution des corps solides.* Dans les corps solides, les molécules sont à distance; nous l'avons démontré. Elles sont en équilibre : car les molécules restent immobiles quand aucune force étrangère n'agit sur elles. Et cet équilibre est stable non-seulement relativement à la distance de leur centre de gravité, mais par rapport à leurs positions relatives : car, si on déforme le corps de manière à faire varier très-peu la distance des molécules ou leurs positions relatives, le corps reprend sa forme primitive, et, par conséquent, les molécules leurs positions initiales. Pour rendre compte de la stabilité d'équilibre relative à la distance des centres de gravité, il suffit d'admettre que la force répulsive de la chaleur éprouve par les variations de distance des variations d'intensité plus grandes que l'attraction : car, si l'on rapproche les molécules, la force répulsive, croissant plus rapidement que l'attraction, la première deviendra dominante, et les molécules seront ramenées à leur distance primitive; et si, au contraire, on augmente leur distance, la force répul-

sive diminuant plus que l'attraction, cette dernière deviendra plus grande que la première, et les molécules reviendront encore à leur position d'équilibre. Quant à la stabilité relative aux positions des molécules, en admettant que les molécules sont assez rapprochées pour que leur attraction soit modifiée par leur forme, il est facile de voir que l'équilibre dépendra non-seulement des distances des molécules, mais de leurs positions relatives.

Pour séparer les molécules d'un corps solide les unes des autres, il faut employer une force capable de vaincre celle qui se développe à mesure qu'on les éloigne, force qui provient de la différence des variations de l'attraction des molécules et de la répulsion du calorique. C'est cette force qu'on appelle *cohésion*. On la regarde ordinairement comme la force qui retient les molécules et qui est toute développée dans les corps; mais il n'en est pas ainsi, puisque les molécules sont à distance et en équilibre. La *cohésion* est une force qui ne se manifeste que quand on a commencé à écarter les molécules.

91. *Constitution des liquides.* Le caractère des liquides est une mobilité parfaite des molécules, sans que leur distance soit changée, car une même masse liquide, sous toutes les formes, présente toujours le même volume. Ainsi, dans les corps liquides, les molécules sont en équilibre à distance, et cet équilibre est stable seulement par rapport à la distance des centres des molécules, mais non relativement aux positions. Pour expliquer cet effet, il suffit d'admettre que, dans les corps liquides, les molécules sont assez éloignées les unes des autres pour que leur forme n'ait plus aucune influence sensible sur leur attraction. Elles s'attirent alors comme si elles étaient sphériques, et, par conséquent, elles peuvent tourner les unes autour des autres, prendre toutes les positions relatives possibles, sans que l'équilibre soit rompu, pourvu que la distance des centres de gravité reste constante. Nous verrons cependant, par la suite, que, dans la plupart des liquides, l'influence de la figure n'est pas complétement anéantie, et que c'est à cette influence qu'on doit attribuer la viscosité de plusieurs d'entre eux.

Dans les corps liquides comme dans les corps solides, il y a aussi une cohésion qui se développe lorsqu'on sépare les molécules. On a souvent confondu la cohésion des liquides avec leur viscosité; on conçoit cependant, d'après ce qui précède, qu'un liquide qui serait parfait, dans le sens que l'influence de la figure des molécules serait nulle, et qui serait, par conséquent, d'une mobilité complète

et entièrement dépourvu de viscosité, pourrait encore avoir une très-grande cohésion.

92. *Constitution des corps gazeux.* Enfin, dans les corps gazeux, la force élastique de la chaleur l'emporte sur l'attraction moléculaire : car ces corps tendent continuellement à augmenter de volume, et ils ne peuvent rester en repos qu'autant que cette force élastique est détruite par la résistance des vases qui les renferment, ou par des forces étrangères.

93. L'évanouissement partiel ou total de l'influence de la figure des molécules dans leur attraction et la prépondérance de la force répulsive dépendant uniquement de leur distance, il est évident que, par la chaleur, on pourra faire passer un corps de l'état solide à l'état liquide, et de l'état liquide à l'état de gaz (c'est ce qui existe en effet pour la plupart des corps connus, comme nous le verrons plus tard); et que, les corps agissant d'une manière très-inégale sur la chaleur, dans les mêmes circonstances, ces corps peuvent se présenter dans des états différents.

94. J'ajouterai que les attractions et les répulsions qui produisent les différents états des corps pourraient se manifester, non pas de molécule à molécule, mais entre des groupes égaux de molécules, et qu'il serait possible que ces groupes ne fussent pas composés d'un même nombre de molécules lorsque le même corps est liquide, solide ou gazeux. Nous verrons, en effet, que plusieurs phénomènes ne peuvent être expliqués qu'en admettant cette hypothèse.

95. M. Ampère, dans un grand travail qui malheureusement a été perdu, mais dont il existe un extrait dans les *Annales de Chimie*, t. xc, p. 43, considère les particules des corps simples comme résultant du groupement d'atomes disposés dans des plans différents de manière à être placés aux sommets d'un polyèdre, et les particules des corps composés comme formées d'un certain nombre de particules des éléments, ayant leurs centres de gravité en un même point. C'est cette pénétration des particules élémentaires et la coïncidence de leurs centres de gravité qui constituent la différence entre les combinaisons des particules, et les réunions dues à la simple cohésion, où les particules sont seulement placées à côté les unes des autres. Les combinaisons ne sont alors possibles que dans des proportions telles que les polyèdres résultants présentent une certaine symétrie. En faisant différentes hypothèses sur la forme des particules de certains corps simples, M. Ampère a parfaitement

rendu compte des proportions dans lesquelles s'effectuent leurs différentes combinaisons.

CHAPITRE III.

CORPS SOLIDES.

96. Le caractère des corps solides, nous l'avons dit, est d'avoir une forme déterminée qu'ils ne peuvent abandonner qu'en cédant à l'action de forces étrangères. Ils sont formés par la réunion de molécules égales maintenues à distance, en équilibre stable, sous l'influence de leur attraction mutuelle et de la force répulsive de la chaleur; l'intervalle qui les sépare est assez petit pour que leur attraction soit modifiée par leur forme et leur nature : d'où il suit que l'équilibre dépend non-seulement de leurs distances, mais encore de leurs positions relatives.

§ 1er. *Porosité des corps solides.*

97. *Deux espèces de porosité.* Puisque les molécules des corps solides sont séparées les unes des autres, il en résulte que les corps solides sont poreux. Mais, indépendamment de cette porosité moléculaire, dans un grand nombre d'entre eux les groupes de molécules sont séparés par des intervalles qui sont quelquefois très-considérables. La première espèce de porosité est une propriété générale des corps; la seconde n'est qu'une propriété accidentelle et particulière à certains corps solides. Les pores moléculaires ne sont perméables, du moins dans les corps solides et liquides, qu'aux fluides impondérables; les autres sont accessibles aux gaz, aux liquides, et même quelquefois aux corps solides.

98. Presque toutes les substances végétales et animales, et un grand nombre de substances minérales, présentent des pores qui peuvent être pénétrés par les liquides et les gaz. Les bois, les charbons, les peaux, la plupart des pierres, sont facilement traversés par l'eau et l'air. Les métaux sont également poreux; mais

ils ne sont perméables aux gaz et aux liquides qu'à l'aide d'une grande pression. En 1661, les académiciens de Florence remplirent d'eau une sphère d'or hermétiquement fermée, qui fut soumise ensuite à une grande pression pour en diminuer la capacité; l'eau suintant à travers l'épaisseur des parois forma comme une rosée à la surface extérieure.

§ 2. *Densité.*

99. Les molécules de nature différente ayant très-probablement des poids inégaux, et leurs distances étant variables dans les différents corps, il en résulte que, dans les mêmes circonstances, les corps solides, sous le même volume, n'ont pas le même poids.

100. On dit qu'un corps est plus dense qu'un autre lorsque, sous le même volume, il a un plus grand poids; et on désigne sous le nom de *densité* d'un corps, son poids sous l'unité de volume, ou le rapport de son poids à son volume. La densité ainsi définie est pour chaque corps un nombre qui dépend des unités de poids et de volume; mais le rapport des densités des corps est évidemment indépendant de ces unités, pourvu qu'elles ne changent pas d'un corps à l'autre. On a désigné sous le nom de *poids spécifique*, le rapport de la densité du corps à celle de l'eau : le poids spécifique est alors un nombre constant pour le même corps. Il résulte de là que le poids spécifique d'un corps est égal au rapport du poids du corps à celui d'un égal volume d'eau, et que le poids spécifique est aussi égal au rapport du poids du corps à son volume, si l'unité de poids est égale au poids de l'eau renfermé dans l'unité de volume, car le volume du corps renferme autant de fois l'unité de volume que le poids d'un égal volume d'eau renferme de fois l'unité de poids. Quoique le mot *densité* représente le rapport du poids au volume, les unités de poids et de volume étant quelconques, on l'emploie presque toujours comme synonyme de poids spécifique.

101. En désignant par D la densité d'un corps, par P son poids et par V son volume, on a

$$D = \frac{P}{V}, (a); \text{ d'où } P = VD \text{ et } V = \frac{P}{D}.$$

Ainsi le poids d'un corps est égal à son volume multiplié par sa densité, et son volume est égal à son poids divisé par sa densité; mais il faut bien se souvenir que l'unité de poids est alors égale au poids

de l'eau renfermé dans l'unité de volume. On déduirait facilement de l'équation (a) qu'à volumes égaux, les densités de deux corps sont proportionnelles à leurs poids, et qu'à poids égaux les densités sont inversement proportionnelles aux volumes.

Nous avons dit que la densité de l'eau avait été prise pour unité; mais comme la densité des corps varie avec la température, et celle de l'eau, en outre, avec la nature et la quantité des substances qu'elle tient en dissolution, on est convenu que l'eau serait prise distillée et à la température de $+ 4°$, qui répond à son maximum de densité, et les autres corps à 0°.

102. *Détermination de la densité des corps solides.* Pour déterminer la densité des corps solides il faut donc connaître le poids du corps et celui d'un égal volume d'eau, ou le poids du corps et son volume, l'unité de poids étant celui de l'eau sous l'unité de volume; le quotient du premier nombre par le second sera la densité cherchée. Pour obtenir ces nombres on peut employer différentes méthodes que nous décrirons successivement, après avoir démontré un principe sur lequel reposent plusieurs d'entre elles.

103. Ce principe, découvert par Archimède, consiste en ce que *un corps plongé dans un fluide quelconque perd une partie de son poids égale au poids du fluide déplacé.* Nous le démontrerons d'abord directement, puis nous en donnerons une vérification expérimentale.

Soit MNPQ (fig. 48) une masse fluide quelconque dont les molécules parfaitement libres sont maintenues en équilibre, ou par la résistance des parois du vase qui la renferme, ou de toute autre manière. Considérons une portion quelconque AB de cette masse : il est évident que, cette portion étant pesante, il faut, pour qu'elle reste à la place qu'elle occupe, que le fluide environnant exerce sur elle une pression dirigée de bas en haut, égale à son poids. Or, si à cette portion de fluide on substitue un autre corps occupant le même espace, le fluide environnant ne cessera pas d'agir de la même manière; il le soutiendra comme il soutenait le fluide dont il tient la place, et, par conséquent, ce corps perdra une partie de son poids égale à celui du fluide déplacé.

La vérification expérimentale du principe dont il est question se fait au moyen de l'appareil (fig. 49). A et B sont deux cylindres suspendus l'un au-dessous de l'autre à une coupe de balance. Le cylindre B est fermé de toutes parts, le cylindre A à sa partie inférieure seulement, et sa capacité intérieure est égale au volume

extérieur du premier. Les deux cylindres sont d'abord équilibrés par des poids placés dans la coupe F; ensuite on fait plonger le cylindre inférieur dans un vase plein d'eau : l'équilibre cesse alors d'exister, et se trouve rétabli lorsqu'on a rempli d'eau le cylindre A. Le cylindre B a donc perdu par son immersion le poids du liquide qu'on a mis dans le cylindre A, c'est-à-dire celui d'un égal volume d'eau.

Revenons maintenant aux différentes méthodes qu'on peut employer pour déterminer la densité des corps.

104. On peut se servir d'une balance ordinaire; peser d'abord le corps dans l'air, et ensuite dans l'eau, en le suspendant à la balance au moyen d'un fil très-fin (fig. 50). Le poids du corps dans l'air, divisé par la différence de son poids dans l'air et dans l'eau, est évidemment la densité cherchée. Si on voulait se mettre à l'abri du défaut de justesse de la balance, on aurait recours à la méthode *de la double pesée* et voici comment : on équilibrerait le corps par du sable mis dans le plateau opposé; le corps serait ensuite remplacé par des poids échantillonnés de manière à maintenir l'équilibre, et enfin suspendu au même plateau et plongé dans l'eau : les poids qu'il faudra enlever pour produire l'équilibre dans ce dernier cas représentent évidemment le poids de l'eau déplacée par le corps.

105. On peut aussi employer un appareil très-commode imaginé par Nicholson, dont il a conservé le nom. Il consiste (fig. 51) en un cylindre métallique creux ABCD, fermé supérieurement et inférieurement par les deux cônes EAB et FCD. Le premier porte une tige EG, terminée par la capsule MN; à l'extrémité du second est suspendue librement une capsule P, remplie de plomb. L'instrument, plongé dans l'eau, reste en équilibre stable lorsque l'axe EF est vertical, et s'enfonce dans le liquide jusqu'à la ligne *ab;* on marque sur la tige EG un point quelconque *o*, qu'on nomme *point d'affleurement.* Lorsqu'on veut trouver le poids spécifique d'un corps, on commence par déterminer les poids dont le plateau supérieur MN doit être chargé pour que l'instrument s'enfonce jusqu'au point d'affleurement; ensuite on remplace les poids par le corps, et on fait affleurer de nouveau en ajoutant les poids nécessaires : il est évident que la différence des poids employés dans ces deux opérations représente exactement le poids du corps. On place ensuite le corps dans la capsule inférieure, et on charge le plateau MN de manière à produire encore l'affleurement : or, comme un corps plongé dans l'eau perd de son poids celui d'un égal volume d'eau,

la différence entre la charge de cette dernière opération et celle de la seconde est égale au poids du volume d'eau déplacé par le corps. Ainsi, on fait trois affleurements successifs : le premier avec des poids seulement, le second en plaçant le corps dans la capsule supérieure, le troisième en le plaçant dans la capsule inférieure. La différence entre la première et la seconde charge donne le poids du corps, et la différence entre la troisième et la seconde donne celui d'un égal volume d'eau : par conséquent, en divisant la première différence par la seconde, on obtiendra la pesanteur spécifique cherchée. Comme cet instrument est peu dispendieux, très-portatif, et qu'il est susceptible de donner une assez grande précision, il est assez souvent employé.

106. On peut encore déterminer la densité des corps solides par une autre méthode, qu'il est important de connaître. On prend un flacon de verre fermant par un bouchon usé à l'émeri; on le remplit d'eau et on le met en même temps que le corps dans une des coupes de la balance; on établit l'équilibre avec du sable placé dans l'autre coupe; ensuite on introduit le corps dans le flacon, il en sort de l'eau, on essuie bien le flacon, on le replace dans la même coupe avec les poids nécessaires pour établir l'équilibre : ces poids représentent évidemment le poids d'un volume d'eau égal au volume du corps. Alors, en divisant le poids du corps par ce dernier poids, on a la densité cherchée. Il est important de faire une rainure dans le bouchon, afin que l'eau en excès puisse se dégager facilement, et que le bouchon s'enfonce toujours au même point.

Ces différentes méthodes doivent éprouver quelques modifications quand les corps sont pulvérulents, plus légers que l'eau, poreux, solubles ou décomposables par l'eau : nous allons examiner successivement ces derniers cas.

107. *Corps en poudre.* Pour déterminer le poids spécifique des corps réduits en poudre très-fine, la meilleure méthode est la dernière que nous venons d'indiquer. Mais il y a une précaution indispensable à prendre : c'est d'enlever complétement l'air qui se trouve entre les parcelles du corps, et qui se dégage difficilement. On peut y parvenir de deux manières : 1° en mettant le flacon ouvert plein d'eau sous le récipient de la machine pneumatique, dans lequel on fait le vide; 2° en faisant bouillir l'eau et agitant la poudre avec une baguette. Cette opération peut se faire à part dans un flacon ou dans un matras; on porte ensuite le liquide et la poudre dans le flacon d'essai.

108. *Corps plus légers que l'eau.* Si on voulait déterminer la

densité d'un corps plus léger que l'eau, la dernière méthode pourrait être employée sans aucune modification : car, en fermant le flacon, on forcerait le corps à s'immerger. Mais il n'en serait pas de même des deux premières méthodes : il faudrait y faire quelques changements. Si on voulait opérer par la première avec une balance ordinaire, il faudrait suspendre à la coupe de la balance une capsule métallique renversée, d'un poids assez grand pour maintenir le corps plongé dans l'eau, et percée d'un grand nombre de trous destinés à évacuer l'air ; cette capsule pourrait être considérée comme faisant partie de la balance, et rester plongée dans l'eau pendant toutes les opérations. Dans ce cas, comme dans celui où le corps est plus dense que l'eau, le poids nécessaire pour établir l'équilibre, troublé par l'immersion du corps dans le liquide, représente le poids du volume d'eau déplacé. Mais, si on déterminait le poids du corps par la méthode ordinaire, son poids dans l'eau serait négatif, et celui du volume de liquide déplacé serait égal au poids du corps dans l'air, augmenté du poids nécessaire pour le faire plonger dans l'eau.

Quand l'opération doit se faire au moyen de la balance de Nicholson, on remplace la capsule inférieure par une grille concave en dessous (fig. 52), formée d'un tissu métallique, qui sert à maintenir le corps sous l'eau lorsqu'on le pèse dans ce liquide. Les figures 53 et 54 représentent dans deux positions différentes la partie inférieure de l'aréomètre de Charles : la grille hémisphérique *abc* est garnie au sommet d'un crochet fixe, et à la base d'une anse *abd*. Quand on opère sur un corps plus pesant que l'eau, on dispose l'appareil comme dans la fig. 54 ; et quand le corps est plus léger, on le dispose comme dans la fig. 53.

Si le corps était en poudre fine, on serait obligé d'employer le troisième procédé, et l'opération présenterait la difficulté assez grande de chasser l'air adhérent aux parcelles de la matière pulvérulente.

109. *Corps poreux.* Si on voulait obtenir la densité d'un corps poreux, il faudrait distinguer deux cas : 1° celui où l'on demanderait la densité de la matière du corps, sans égard à son volume ; 2° celui où l'on voudrait avoir la densité sous le volume apparent. Dans le premier cas, il faudrait réduire le corps en poudre, parce qu'autrement on pourrait difficilement s'assurer que l'eau a pénétré dans tous les pores et en a chassé l'air qui les occupait, et chercher sa densité par la troisième méthode. Dans le

second cas, la méthode consiste à ajouter au poids de l'eau déplacée par le corps celui de l'eau qui l'a pénétré; ce dernier poids s'obtient en pesant le corps à sa sortie de l'eau, et en retranchant de ce poids celui du corps sec. Mais cette méthode est susceptible de peu de précision. Il en existe une autre qui est plus exacte : elle consiste à prendre le poids du corps dans l'air, à le recouvrir d'une enveloppe imperméable à l'eau, de cire, par exemple, qui se moule facilement sur la surface extérieure, dont on connaît la densité, et dont on mesure le poids. Si on emploie la première méthode [104], l'équilibre existant quand le corps est plongé dans l'air, le poids P' nécessaire pour maintenir l'équilibre en le plongeant dans l'eau est évidemment égal au poids de l'eau déplacée par le corps, augmenté de celui de l'eau déplacée par l'enveloppe. Or, ce dernier poids pouvant se déduire du poids et de la densité de l'enveloppe, on trouvera facilement le poids de l'eau déplacée par le corps, et, par suite, sa densité.

Lorsqu'un corps poreux est susceptible d'une complète imbibition, on peut déterminer de la manière suivante : 1° la densité absolue du corps supposé sec; 2° la densité apparente du corps; 3° la densité du corps imbibé d'eau. Soit P le poids du corps sec, P' le poids de l'eau déplacée quand on a laissé au corps le temps de s'imbiber complétement; P'' le poids du corps dans l'air quand il est imbibé, et P''' le poids de l'eau déplacée par le corps dans ce dernier état. On aura alors $P : P' =$ la densité de la matière du corps; $P : P''' =$ la densité apparente; et $P'' : P''' =$ la densité du corps imbibé d'eau.

110. *Corps solubles ou décomposables par l'eau.* Lorsqu'un corps est soluble, décomposable par l'eau, ou susceptible d'éprouver de la part de ce liquide une altération quelconque, la détermination du poids d'un égal volume d'eau par l'immersion dans ce liquide est une opération impossible. Alors on commence par déterminer sa densité par rapport à un liquide qui n'exerce sur lui aucune action, et, en multipliant cette densité par celle du liquide auxiliaire, on obtiendra la densité du corps par rapport à l'eau, telle qu'on l'aurait trouvée si le corps avait pu être pesé dans ce liquide.

En effet, soit P le poids du corps dans l'air, P' le poids d'un égal volume du liquide auxiliaire, P'' le poids d'un égal volume d'eau, D la densité du corps cherchée, D' la densité du corps rapportée au liquide auxiliaire, et D'' la densité de ce liquide; on aura :

$$D = \frac{P}{P''},\ D' = \frac{P}{P'} \text{ et } D'' = \frac{P'}{P''};\ \text{ainsi } D = D'D''.$$

111. Enfin, il existe des circonstances dans lesquelles les corps ne peuvent pas être plongés dans l'eau ni dans un autre liquide, et il y a des poudres plus légères que l'eau. La densité de ces corps ne pourrait pas être déterminée par les moyens précédents; on devrait alors employer un procédé très-ingénieux, imaginé en 1797 par M. Say, capitaine du génie, dans lequel le corps est seulement plongé dans l'air à différentes densités. Mais nous ne pourrons le décrire qu'après avoir fait connaître la loi suivant laquelle les gaz se dilatent ou se contractent par les diminutions ou les augmentations de pression.

112. Lorsque plusieurs corps ont été mêlés ou combinés dans des proportions connues, il est facile, au moyen de la densité de ces corps et de celle du mélange ou de la combinaison, de reconnaître s'il y a eu contraction ou dilatation; il suffit pour cela de comparer la somme des volumes des corps au volume de la combinaison.

113. La densité d'un corps déterminée par les différentes méthodes que nous venons d'exposer doit subir différentes corrections, qui sont relatives à la perte de poids que le corps éprouve dans l'air, à la température de l'eau, qui n'est jamais de 4°, et à celle du corps, qui devrait être 0°. Ces corrections sont en général très-petites et peuvent presque toujours être négligées; mais quand il s'agit d'expériences d'une grande précision, il n'en est point ainsi. La correction relative à l'air s'obtiendra en regardant la perte de poids que le corps éprouve par son immersion dans l'eau comme représentant son volume, calculant le poids de l'air renfermé dans ce volume en admettant que sa densité est $\frac{1}{770}$, et ajoutant ce poids à celui du corps dans l'air. Cette méthode n'est qu'approximative, mais elle sera toujours suffisante. Il est facile de voir qu'il n'y a pas de corrections à faire relativement à la perte de poids des poids échantillonnés, du moins tant que les pesées ont lieu dans des circonstances atmosphériques peu différentes. Quant aux corrections relatives à la température, nous ne pourrons nous en occuper qu'après avoir exposé les lois de la dilatation des corps par la chaleur.

La méthode que nous venons d'indiquer pour faire la correction relative à l'air n'est qu'approximative, 1° parce qu'on prend pour volume du corps un nombre trop petit; 2° qu'elle suppose que l'air est sec, à 0°, et sous la pression de $0^m,76$. Toutes ces suppositions sont très-admissibles dans la plupart des cas; mais il en est où il faut tenir compte de toutes ces causes d'erreur. On peut faire exactement la correction due à l'air d'une manière très-simple, que

nous appliquerons successivement aux différentes méthodes que nous avons exposées.

Dans la première méthode [104], en désignant par P le poids du corps dans l'air, par p la perte de poids du corps par son immersion dans l'eau, par D la densité du corps, et par δ celle de l'air, on a

$$P = V(D-\delta), \text{ et } p = V(1-\delta); \text{ d'où } D = \frac{P(1-\delta)+p\delta}{p}.$$

Dans la seconde [105], on a

$$P'-P = V(D-\delta), \text{ et } P''-P' = V(1-\delta); \text{ d'où } D = \frac{(P'-P)(1-\delta)+\delta(P''-P')}{P''-P'}.$$

Enfin dans la dernière [106], P étant le poids du corps dans l'air, et p le poids qui rétablit l'équilibre quand le corps est placé dans le flacon, on a

$$P = V(D-\delta), \text{ et } p = V(1-\delta); \text{ d'où } D = \frac{P(1-\delta)+p\delta}{p}.$$

La valeur de δ change avec la température, la hauteur du baromètre et l'état hygrométrique de l'air. Nous donnerons plus tard son expression en fonction de ces divers éléments, et celle de D, ramenée à ce qu'elle aurait été si l'eau eût été à 4° et le corps à 0°; mais nous répétons que cette précision est bien rarement nécessaire.

Tableau de la densité d'un certain nombre de corps solides à 18°.

Platine laminé	22,0690	Zinc fondu	6,8610
— passé à la filière	21,0417	Antimoine fondu	6,7120
— forgé	20,3366	Tellure	6,1150
— purifié	19,5000	Chrôme	5,9000
Or forgé	19,3617	Iode	4,9480
— fondu	19,2581	Spath pesant	4,4300
Iridium	18,6000	Jargon de Ceylan	4,4161
Tungstène	17,6000	Rubis oriental	4,2833
Mercure à 0° (M. Régnault)	13,5960	Topaze orientale	4,0106
Plomb fondu	11,3523	Topaze de Saxe	3,5640
Palladium	11,3000	Béril oriental	3,5489
Rhodium	11,0000	Diamants les plus lourds (légèrement colorés en rose)	3,5310
Argent fondu	10,4743	Diamants les plus légers	3,5010
Bismuth fondu	9,8220	Flint-glass	3,3293
Cuivre en fil	8,8785	Spath fluor	3,1911
Cuivre rouge fondu	8,7880	Tourmaline (verte)	3,1555
Molybdène	8,6110	Saphir du Brésil	3,1307
Arsenic	8,3080	Asbeste roide	2,9958
Nickel fondu	8,2790	Marbre de Paros	2,8376
Urane	8,1000	Onyx	2,8160
Acier non écroui	7,8163	Émeraude (verte)	2,7755
Cobalt fondu	7,8119	Perles	2,7500
Fer en barre	7,7880	Chaux carbonatée cristallisée	2,7182
Étain fondu	7,2914		
Fer fondu	7,2070		

Suite du Tableau.

Quartz jaspe	2,7101	Sodium	0,9726
Corail	2,6800	Glace fondante	0,9300
Cristal de roche pur	2,6530	Potassium	0,8651
Quartz agate	2,6150	Bois de hêtre	0,8520
Feld-spath limpide	2,5644	Frêne	0,8450
Verre de Saint-Gobain	2,4882	If	0,8070
Porcelaine de la Chine	2,3847	Bois d'orme	0,8000
Chaux sulfatée cristallisée	2,3117	Pommier	0,7330
Porcelaine de Sèvres	2,1457	Bois d'oranger	0,7050
Soufre natif	2,0332	Sapin jaune	0,6570
Ivoire	1,9170	Tilleul	0,6040
Albâtre	1,8740	Bois de cyprès	0,5980
Anthracite	1,8000	Bois de cèdre	0,5610
Alun	1,7200	Peuplier blanc d'Espagne	0,5290
Houille compacte	1,3292	Bois de sassafras	0,4820
Jayet	1,2590	Peuplier ordinaire	0,3830
Succin	1,0780	Liége	0,2400

114. *Densité moyenne de la terre.* Pour déterminer la densité moyenne de la terre comparée à celle des corps qui sont à sa surface, on a employé deux procédés différents, que nous allons indiquer sommairement. Lorsqu'un fil à plomb est abandonné à lui-même dans une vaste plaine, il se dirige vers le centre de la terre; mais lorsqu'il est placé dans le voisinage d'une montagne très-élevée, il éprouve une déviation qui provient de l'attraction de la masse de la montagne. Ainsi, Bouguer, dans les opérations géodésiques qu'il fit au Pérou, s'aperçut qu'au pied du Chimboraço le fil à plomb déviait de sept secondes et demie. En 1714, Maskeline, en observant la déviation du fil à plomb, au pied des monts Shehalliens en Écosse, reconnut qu'elle s'élevait à 5 secondes $\frac{8}{10}$. Ce dernier, en comparant à l'attraction de la terre, dont on connaît le volume, l'attraction de la montagne, dont il avait mesuré et le volume et la densité, trouva que la densité moyenne de la terre était 4,5, c'est-à-dire 4 fois et $\frac{1}{2}$ plus considérable que celle de l'eau. M. Carlini, par des expériences du pendule faites au sommet du mont Cenis, a trouvé pour la densité moyenne de la terre 4,39. Enfin, Cavendish, en comparant les oscillations d'un pendule horizontal produites sous l'influence d'une masse sphérique de plomb, dont le rayon, la densité et la position étaient connus [46], avec les oscillations d'un pendule vertical soumis à la seule influence de la terre, dont le volume est

connu, a trouvé que la densité moyenne de la terre était 5,48. M. Reich par le même mode d'expérience est arrivé au même nombre que Cavendish, et M. Baily, dont les expériences ont été beaucoup plus variées, a obtenu 5,67.

§ 3. *Phénomènes qui résultent de la stabilité plus ou moins grande d'équilibre entre les molécules des corps solides.*

115. *Compressibilité et extensibilité des corps solides.* Il résulte de la constitution des corps solides qu'ils doivent éprouver une diminution de volume par des forces qui tendent à rapprocher les molécules, et une augmentation quand les forces agissent en sens contraire. Ce fait est facile à vérifier sur les corps flexibles et poreux tels que les bois; mais il n'en est pas ainsi pour un grand nombre de corps tels que les métaux, qui sont très-peu compressibles, parce qu'il faut alors employer de très-grandes forces et des instruments très-délicats pour produire et mesurer la compression. Pour tous les corps auxquels on peut donner la forme d'un vase, on peut constater et mesurer les variations de volume résultant des pressions intérieures et extérieures en terminant le vase par des tubes de verre longs et étroits, remplissant le vase et une partie du tube d'un liquide quelconque et passant le tube à travers le bouchon d'un vase rempli d'air qu'on puisse comprimer ou dilater à volonté. L'extension des fils métalliques peut se reconnaître directement en opérant sur des longueurs suffisantes.

116. Lorsqu'un corps quelconque est tiré dans une seule direction, le volume du corps n'augmente pas proportionnellement à l'allongement, parce que les dimensions transversales diminuent. M. Poisson a trouvé par le calcul, que pour les fils métalliques, tirés dans le sens de leur longueur, en désignant par α l'accroissement de l'unité de longueur du fil, par β la diminution de la section du fil pour l'unité de surface, on a $\beta = \frac{1}{2}\alpha$. Ce résultat a été vérifié par M. Cagnard de Latour.

Ce physicien a pris un fil de laiton, qu'il a plongé verticalement dans un tube rempli d'eau, de manière que sa partie inférieure touchât le fond du vase; la partie plongée avait $2^m,03$ de longueur. Alors il souleva le fil de 6^{mm}, et il mesura l'abaissement de l'eau dans le tube, qui fut de 5^{mm}; il fixa ensuite l'extrémité du fil au fond du vase, et il l'allongea de 6^{mm}, en le tirant dans le sens de sa longueur, et il mesura l'abaissement de l'eau, qui fut alors seulement

de $2^{mm},5$; d'où résulte la loi trouvée par M. Poisson. En effet, en désignant par a la longueur du fil, par b sa section, par h la partie du fil soulevée dans le premier cas et l'allongement dans le second, par c et c' les volumes d'eau déplacés, on a, dans le premier cas, $bh = c$, et $a\alpha = h$; d'où $ba\alpha = c$; et dans le second $ab\zeta = c'$; et comme $c' = \frac{1}{2}c$, on en déduit $\zeta = \frac{1}{2}\alpha$. On peut déduire de là le nouveau volume du fil; car il est évidemment $a(1+\alpha) \times b(1-\zeta) = ab(1+\alpha-\zeta) = ab(1+\frac{1}{2}\alpha)$, en négligeant les termes qui renferment les carrés de α et de ζ; ainsi le volume a augmenté dans le rapport de $1+\frac{1}{2}\alpha$ à 1.

117. *Élasticité.* Lorsqu'un corps quelconque est en équilibre et qu'on le fait tourner d'une manière continue, les positions d'équilibre stable et instantané se succèdent alternativement. Cette propriété est générale; on peut facilement la vérifier sur un corps pesant de forme quelconque en équilibre sur un plan horizontal. Si ce corps est un prisme à six pans (fig. 55), il sera en équilibre stable toutes les fois qu'il touchera le plan par une de ses faces, et il sera en équilibre instantané toutes les fois qu'il le touchera par une de ses arêtes et que le corps sera symétriquement placé par rapport au plan vertical passant par cette arête. Lorsque ce corps sera en équilibre stable et qu'on le dérangera de cette position de manière à ne pas dépasser la position suivante d'équilibre instantané, il reviendra à sa position initiale. Mais si on l'écarte au delà, il dépassera cette position d'équilibre instantané, et ira retrouver une nouvelle position d'équilibre stable. Ainsi, en faisant tourner le prisme autour de l'arête A, tant que la verticale du centre de gravité n'aura pas passé au delà de cette arête, le prisme reviendra à sa position initiale; mais aussitôt qu'elle l'aura dépassé, le prisme ira trouver sur la face AC une nouvelle position d'équilibre stable. Si le prisme n'était terminé que par trois faces latérales, dans sa rotation complète il n'y aurait que trois positions d'équilibre stable et trois positions d'équilibre instantané, et par conséquent les écarts qu'on pourrait effectuer autour de chaque position d'équilibre stable sans que le corps cessât d'y revenir seraient beaucoup plus étendus. Si, au contraire, le nombre des faces latérales du prisme était plus considérable, les positions d'équilibre deviendraient plus nombreuses et les écarts possibles plus petits. Enfin, quand on supposera que ce prisme devient un cylindre à base circulaire, les positions d'équilibre stable se succéderont d'une manière continue, les écarts

possibles deviendront nuls, et le corps sera en équilibre dans toutes les positions. Ce dernier cas est la limite où viennent se confondre les positions d'équilibre stable et instantané.

Ce que nous venons de dire d'un prisme posé sur un plan serait applicable en général à un polyèdre. Les positions d'équilibre stable étant d'ordinaire en même nombre que les faces, elles s'étendraient à des écarts d'autant plus considérables, que les faces du polyèdre seraient moins nombreuses, et la sphère serait la limite où les positions d'équilibre stable et d'équilibre instantané viendraient se confondre.

En considérant les molécules des corps comme étant terminées par des faces planes, tout ce qui précède leur sera immédiatement applicable; et si l'on conçoit qu'une de ces molécules tourne autour d'une autre, les positions d'équilibre stable et instantané se succéderont alternativement, et les écarts possibles autour de chacune des premières seront d'autant plus grands que les molécules seront terminées par un plus petit nombre de faces.

Il est alors très-facile de se rendre compte des causes qui produisent l'élasticité, la ductilité, et toutes les autres propriétés physiques des corps solides.

On appelle élasticité la propriété que certains corps possèdent de conserver leur forme, et de la reprendre lorsqu'elle a été altérée par un mouvement relatif des parties. Le retour à la position primitive se fait ordinairement par des oscillations plus ou moins nombreuses autour de cette même position. Ainsi, une tige d'acier fixée d'une manière invariable par une de ses extrémités, courbée et abandonnée à elle-même, revient à sa position initiale, qu'elle dépasse par sa vitesse acquise, pour y revenir ensuite en faisant autour d'elle des oscillations semblables à celles d'un pendule qui a été écarté de sa position d'équilibre. Il est évident que, dans l'expérience que nous venons de citer, les molécules ont été dérangées de leur position d'équilibre, et que c'est la force avec laquelle elles tendent à y revenir qui produit l'élasticité de la masse.

Le changement de forme des corps nécessaire au développement de l'élasticité se manifeste d'une manière très-évidente dans les lames et les tiges élastiques, mais il est des circonstances dans lesquelles ce changement ne s'aperçoit pas. Par exemple, quand une bille d'ivoire tombe sur un plan de marbre, elle remonte presque à la hauteur du point de départ, ce qui indique une très-grande élasticité dans la bille; mais rien ne fait connaître qu'à l'instant du choc

elle a été aplatie. On peut cependant s'assurer par l'expérience que cet aplatissement a eu réellement lieu : en couvrant la plaque d'une légère couche d'huile, on reconnaît après le choc que l'huile a été enlevée sur une étendue circulaire d'un assez grand diamètre, ce qui ne peut s'expliquer qu'en admettant une forte dépression de la boule à l'instant du choc.

On conçoit, d'après ce qui précède, qu'il n'existe aucun corps qui ait une élasticité absolue; que toujours, au delà d'une certaine limite d'écart, les molécules, étant plus rapprochées d'une nouvelle position d'équilibre que de la première, la prendront, et la masse ne reviendra plus à sa forme initiale. Dans tous les cas, indépendamment du changement de position relative des molécules, la distance de leurs centres de gravité éprouve aussi des variations; et comme, dans les corps solides, l'équilibre des molécules est stable par rapport aux positions relatives et par rapport aux distances, les forces qui proviennent de cette double stabilité concourent à produire la force élastique.

118. On parvient, dans les arts, à produire dans certains corps une très-grande élasticité par un changement brusque de température. Ainsi, l'acier chauffé à une température plus ou moins élevée, et refroidi brusquement par l'immersion dans l'eau ou dans un liquide quelconque, devient dur, élastique et cassant. Il acquiert ces nouvelles propriétés à un degré d'autant plus élevé que l'abaissement de température a été plus considérable et plus prompt. Cette opération porte le nom de *trempe*. On rend à l'acier sa ductilité première en le faisant chauffer à la même température, et en le laissant refroidir lentement.

Il est difficile de rendre raison d'une manière satisfaisante de ce développement subit d'élasticité par le seul effet de la trempe, et de la disparition de cette propriété par le recuit. Voici cependant l'explication qu'on en donne ordinairement. L'acier plongé subitement dans l'eau se refroidit d'abord à sa surface : ce refroidissement ayant lieu avant que les couches intérieures soient revenues à la température ordinaire, il en résulte que cette croûte extérieure solide, qui qui se forme d'abord, empêche les molécules intérieures de se rapprocher comme elles l'auraient fait si l'abaissement de température avait eu lieu graduellement; la masse intérieure est donc maintenue dans un état forcé de dilatation. L'expérience indique effectivement que l'acier, par un refroidissement brusque, conserve un plus grand volume que par un refroidissement lent, et, par conséquent, que

cette dilatation forcée dont nous venons de parler a réellement lieu. Mais l'on ne voit pas le rapport qui existe entre ce nouvel état et les nouvelles propriétés acquises par l'acier; d'ailleurs, comment la trempe ne développe-t-elle pas dans les autres métaux des propriétés analogues? et comment expliquer que l'alliage de cuivre et d'étain, qui sert à construire les cymbales et les tam-tam, acquiert par le refroidissement lent une grande dureté et une grande élasticité, tandis que la trempe le rend, au contraire, ductile et malléable (1).

Quand les métaux ont une faible cohésion, il est probable que l'absence de l'état de tension dont nous venons de parler, à la suite de la trempe, provient de ce que les molécules se séparent, et laissent un vide au centre de la masse; c'est du moins ce qui arrive pour le plomb : toutes les balles de plomb fondues sont creuses; pour celles du calibre du fusil de munition le vide est de plusieurs millimètres cubes : ces balles ne sont pas trempées après qu'elles ont été coulées, mais la faible conductibilité du plomb doit évidemment produire le même effet.

Le verre acquiert aussi par la trempe une très-grande dureté et une grande fragilité; et ce qu'il y a de remarquable, c'est que la dilatation forcée des molécules extérieures ne semble maintenue que par la résistance simultanée de tous les points de l'enveloppe : car, si on casse une partie de la croûte extérieure, le corps se brise avec explosion. C'est ce qu'on peut facilement vérifier sur ces petits morceaux de verre qu'on désigne sous le nom de *larmes bataviques*, et qu'on obtient en laissant tomber des gouttes de verre fondu dans de l'eau; lorsqu'on brise l'extrémité du fil qui les termine, elles se réduisent instantanément en poussière. Mais ce phénomène paraît résulter du mouvement vibratoire qui se produit quand on casse la pointe, car si on la détruit lentement en l'usant par le frottement sur un plan de verre recouvert d'émeri, il n'y a point d'explosion. Pour éviter cette grande fragilité du verre refroidi brusquement, on introduit les ouvrages, à mesure qu'ils sont fabriqués, dans un four très-allongé; l'une de ses extrémités, communiquant avec le four où le verre se trouve en fusion, est à une température très-élevée, tandis que l'autre, communiquant avec l'air par une large ouverture, possède à peu près la température de l'atelier. Les objets tra-

(1) Cet alliage est composé de 78 parties de cuivre et de 22 parties d'étain. C'est M. Darcet qui a découvert les phénomènes singuliers que la trempe et le refroidissement lent développent dans cet alliage.

vaillés sont d'abord placés dans la partie la plus chaude du four, et retirés lentement vers l'autre extrémité; le refroidissement ne s'effectuant alors que graduellement et dans plusieurs heures, le verre perd une grande partie de sa fragilité. Nous verrons, en parlant de la polarisation de la lumière, des phénomènes qui décèlent d'une manière bien remarquable l'inégalité de structure du verre trempé.

119. Plusieurs métaux acquièrent encore de la dureté et de l'élasticité lorsqu'ils sont battus à froid, ou qu'ils ont passé à la filière ou au laminoir : on dit alors qu'ils sont *écrouis*. Pour leur rendre leur ductilité, on est obligé de les faire recuire de temps en temps, c'est-à-dire de les faire chauffer jusqu'au rouge et de les laisser refroidir lentement. Le fer, le cuivre, le platine et plusieurs autres métaux sont dans ce cas.

Il est important de remarquer que l'effet de l'écrouissage par le martelage, le laminoir et la filière, est d'augmenter la densité du corps, et d'en rapprocher les molécules, effet qui paraît détruit par le recuit; tandis que dans la trempe il se produit un effet contraire, car la densité du corps est diminuée. Il serait possible que les variations d'élasticité d'un même corps provinssent d'un changement dans le nombre des molécules qui constituent les groupes entre lesquels s'établit la stabilité d'équilibre, ou seulement d'une modification dans l'arrangement des molécules de ces groupes.

120. Le développement de l'élasticité d'un corps dépend non-seulement de l'élasticité propre de la matière qui le constitue, mais encore de sa forme, de la position des points fixes, du point d'application et de la direction de la force. On en concevra facilement la raison, en observant que la flexion qu'on peut faire éprouver à un corps sans le déformer d'une manière permanente, ou le briser, c'est-à-dire sans écarter les molécules au delà de la limite d'élasticité, est d'autant plus grande, que la force est appliquée à une plus grande distance des points fixes, et que les dimensions du corps parallèles à la direction de la force sont plus petites relativement aux autres. Ainsi, les plaques sont plus flexibles que les masses dont les dimensions diffèrent peu; les lames très-allongées et les fils sont plus élastiques encore. La raison de l'influence de la longueur du corps dans le sens de la flexion résulte évidemment de ce que, quand un corps est courbé, les molécules sont d'autant plus écartées les unes des autres qu'elles sont plus éloignées de la surface concave; par conséquent, pour une courbure donnée, il y a toujours une épais-

seur à laquelle elles seraient trop écartées pour conserver de l'adhérence.

Dans les différents cas que nous venons d'examiner, l'élasticité est principalement produite par la stabilité d'équilibre des molécules par rapport à leurs positions relatives. Mais les corps qui sont très-ductiles et qui ne sont pas susceptibles de ce genre d'élasticité peuvent cependant, dans certaines circonstances, acquérir une grande élasticité : elle est due alors à la stabilité d'équilibre des molécules par rapport à la distance de leurs centres. Tels sont, par exemple, les fils de fer et de cuivre tendus, et fixés par leurs extrémités, qu'on dérange de leur position.

121. *Élasticité des fils et des lames tendus dans le sens de leur longueur.* 'S Ggravesande a fait de nombreuses expériences sur cet objet. Avant de rapporter les résultats auxquels il est parvenu, nous décrirons sommairement le mode d'expérience qu'il a employé. Les fils et les lames étaient tendus horizontalement entre deux étaux fixes *a* et *b* (fig. 56); une plaque de cuivre *mn* très-mince, percée d'une ouverture, à travers laquelle passait le fil, portait inférieurement un plateau que l'on chargeait de différents poids, et supérieurement une chaîne enroulée sur une poulie fixe R, soutenant à son extrémité un poids P, destiné à faire équilibre à la plaque *mn* et au plateau vide. A l'axe de la poulie était ajustée une longue aiguille RL équilibrée par son prolongement RF; et qui parcourait un cercle divisé fixe. Avec cette disposition, le plus petit abaissement du fil horizontal devenait sensible. Par des expériences préliminaires, 's Gravesande avait déterminé le rapport de la flèche C*c* du fil à un degré du cercle. Lorsqu'on chargeait la balance, le fil horizontal ACB prenait la forme de la ligne brisée A*c*B, dans laquelle le point *c* était au milieu de la longueur, et dont les deux parties A*c* et *c*B avaient des tensions égales. En mettant dans la balance différents poids, la marche de l'aiguille permettait de calculer la flèche C*c*; on en déduisait l'allongement du fil et la composante du poids dans la direction du fil. 'S Gravesande a déduit de ces expériences cette loi importante : si un fil est tiré dans le sens de la longueur par des poids assez petits pour que le fil revienne à sa longueur primitive quand on les supprime, l'allongement du fil est proportionnel au poids, quelle que soit la tension primitive. Cette loi peut se vérifier directement en fixant par une extrémité un fil que l'on tend verticalement par des poids, et plaçant à son extrémité inférieure un appareil analogue à celui de 's Gravesande, pour multiplier l'allongement.

Depuis les travaux de 's Gravesande, un grand nombre de physiciens se sont occupés de la même question, mais en se servant d'un mode d'expérience qui permet d'obtenir une plus grande exactitude, et qui peut être employée pour les fils ou les barres prismatiques. Le corps que l'on veut soumettre à la traction est terminé par deux anneaux montés à vis ou fixés d'une autre manière; l'un d'eux sert à le suspendre, l'autre à supporter la coupe destinée à recevoir les poids qui doivent produire la traction; on trace sur la tige et à une distance connue deux traits fort déliés, et on mesure les variations de distances des traits au moyen d'une lunette garnie d'un fil horizontal, mobile le long d'une tige verticale graduée; au moyen de cet instrument, qui porte le nom de *cathétomètre*, on peut estimer des cinquantièmes de millimètre. Ces nouvelles expériences ont confirmé le fait découvert par 's Gravesande, et ont établi en outre, que pour les tiges de la même matière et pour la même charge les allongements sont en raison inverse des sections des tiges et proportionnelles à leurs longueurs.

On appelle coefficient d'élasticité, l'allongement qu'éprouve une verge ayant pour longueur l'unité sous une charge égale à son poids. D'après cela, et les lois énoncées plus haut, en désignant par λ l'allongement qu'éprouve sous un poids P une verge ayant une longueur L, une section S et une densité D, et par k le coefficient d'élasticité de la matière de la verge on a

$$k = \lambda . \frac{S.D}{PL}.$$

Pour le fer, l'acier, le laiton, le zinc et le cuivre, les valeurs de k sont égales à 4,08; 4,03; 8,95; 6,30 et 7,07. Le coefficient d'élasticité est le même pour l'acier trempé et l'acier recuit.

D'après de nombreuses expériences faites par M. Masson (*Ann. de Physique*, t. III), quand on augmente progressivement la charge qui produit la traction d'une barre, les allongements se font par sauts brusques. M. Wertheim, dans un grand travail sur l'élasticité (*Ann. de Chimie*, t. XII), n'a point observé ce phénomène. Cette différence entre les résultats obtenus par ces deux physiciens, provient très-probablement de ce que M. Masson effectuait les charges successives sans interrompre la traction, tandis que M. Wertheim supprimait la charge après qu'elle avait produit son effet,

pour mesurer de nouveau la longueur de la barre, et que la nouvelle charge totale produisait un ébranlement qui permettait à la barre de prendre tout son allongement.

M. Gerstner avait démontré par des expériences précises que quand la charge dépasse la limite d'élasticité, les verges se comportent dans leur nouvel état d'équilibre comme dans leur état primitif. Il résulte des expériences de M. Wertheim que les allongements permanents ne se font pas par sauts brusques, mais d'une manière continue depuis les charges les plus faibles, et que si on ne les a pas observés dans ce cas, c'est parce qu'ils sont trop petits ou que la traction n'a pas duré assez longtemps; d'après cela, il n'y aurait pas réellement de limites d'élasticité. Suivant le même physicien, le coefficient d'élasticité des métaux diminue avec l'accroissement de la température; l'aimantation ne change pas sensiblement celui du fer; et pour un alliage il est à peu près la moyenne de ceux des métaux constituants.

122. Il résulte des lois que nous venons d'énoncer que les oscillations d'un fil tendu dans le sens de sa longueur doivent être isochrones : car à chaque instant la force est proportionnelle à l'écart, circonstance d'où résulte nécessairement l'isochronisme, comme nous l'avons vu [58]. La diminution d'amplitude qu'on observe dans ces oscillations se manifestant aussi dans le vide, paraît provenir, du moins en grande partie, de la communication du mouvement aux corps qui soutiennent le fil.

123. *Élasticité des fils développée par la torsion.* Coulomb a fait sur ce sujet de nombreuses recherches : nous décrirons les principaux résultats auxquels il est parvenu, et la balance qui porte le nom de ce célèbre physicien.

Soit AB (fig. 57) un fil métallique suspendu par son extrémité A et tendu par un poids P. Au-dessous de ce corps plaçons une aiguille CD, dont l'extrémité parcourt le cercle divisé fixe MN. Si nous faisons tourner le corps P sur lui-même, de manière que le fil reste toujours dans la même verticale, et si après nous abandonnons le poids à lui-même, les particules du fil, dérangées par la torsion, tendront à revenir à leurs positions primitives, en entraînant le poids P et l'aiguille CD; mais comme elles arriveront à leur position initiale avec une vitesse acquise, elles la dépasseront, et feront autour de cette position une série d'oscillations dont les amplitudes iront continuellement en décroissant.

Coulomb a reconnu dans ces mouvements les lois suivantes :

1°. La force nécessaire pour maintenir le fil tordu est proportionnelle à l'angle de torsion, et, pour un même fil, tendu par le même corps, les oscillations sont isochrones; 2° pour un même fil, tendu par un poids cylindrique, dont l'axe se confond avec le sien, la durée d'une oscillation est proportionnelle au rayon du cylindre et à la racine carrée de son poids; 3° pour un même fil, tendu par une aiguille très-mince suspendue par son milieu, la durée des oscillations est proportionnelle à la longueur de l'aiguille et à la racine carrée de son poids; 4° pour des fils de même nature, mais de longueurs et de diamètres différents, tendus par le même corps, la force développée par une torsion d'un même angle et estimée à la même distance de l'axe de rotation est proportionnelle à la quatrième puissance du diamètre, en raison inverse de la longueur; et, dans les mêmes circonstances, la durée d'une oscillation est proportionnelle à la racine carrée de la longueur, et en raison inverse du carré du diamètre.

La première loi aurait pu se déduire de ce fait, qui a été constaté par 's Gravesande, que la force élastique développée dans les fils est proportionnelle à l'écartement que les molécules ont éprouvé. Car, dans la torsion des fils, les molécules qui étaient d'abord en ligne droite se trouvent sur une ligne courbe, et sont plus éloignées de leur position primitive d'une quantité proportionnelle à l'angle de torsion; par conséquent, la force de torsion de chaque molécule étant à chaque instant proportionnelle à l'espace qu'elle doit parcourir pour arriver à sa position initiale, l'isochronisme des oscillations s'ensuit nécessairement.

Nous avons dit précédemment que le décroissement progressif de l'amplitude des oscillations n'était pas uniquement produit par la résistance de l'air : Coulomb a démontré ce fait, en enveloppant les cylindres suspendus aux fils par des cylindres de papier très-légers, et beaucoup plus longs, qui n'en augmentaient pas sensiblement le poids ni le diamètre, mais qui leur donnaient beaucoup plus de surface, et qui, par conséquent, devaient produire une diminution rapide dans l'amplitude des oscillations, si cette diminution était réellement produite par l'air; les effets ont été les mêmes qu'avec les cylindres nus. Coulomb a reconnu que, pour de petits écarts, la diminution d'amplitude est sensiblement proportionnelle à l'angle de torsion.

124. Pour qu'un fil, après avoir été tordu, revienne exactement à sa position primitive, il faut que l'angle de torsion ne dépasse pas

une certaine limite; autrement le centre d'oscillation est déplacé dans le sens de la torsion. Ainsi, par exemple, si l'aiguille CD (fig. 57) était placée primitivement sur le zéro de la division, tant que la torsion sera peu considérable les oscillations de l'aiguille se feront autour de la division 0°, à laquelle elle s'arrêtera quand les oscillations auront cessé. Mais si l'écart a été trop considérable dans le sens des divisions du cercle, les oscillations se feront autour d'un point plus avancé du cercle, par exemple autour de la division marquée 10°, sur laquelle l'aiguille finira par s'arrêter.

Coulomb a reconnu par de nombreuses expériences qu'à mesure que la torsion permanente augmentait, et, par suite, que le centre d'oscillation se déplaçait davantage, l'amplitude d'élasticité, c'est-à-dire l'étendue des oscillations possibles sans déplacement du centre d'oscillation, augmentait aussi. Cet accroissement, d'abord très-rapide, se ralentit à mesure que la torsion permanente devient plus grande. Le fait a été mis hors de doute par des expériences faites sur deux fils de laiton identiques, dont l'un était trempé et l'autre recuit. Ce dernier avait d'abord une amplitude d'élasticité beaucoup plus petite que le premier; mais, par la torsion, elle devint sensiblement la même. Tous deux avaient cependant à l'origine, et aux différents degrés de torsion permanente du dernier, des forces de torsion parfaitement égales : car, en suspendant un même corps à leur extrémité, les oscillations avaient la même durée. Coulomb a confirmé ce dernier fait par des expériences plus directes encore sur une lame d'acier à laquelle il a donné différents degrés de trempe. La lame était fixée horizontalement dans un étau; il plaçait différents poids à son extrémité, et il en observait l'abaissement. Il fit d'abord l'expérience sur la lame trempée très-roide, ensuite sur la lame recuite au bleu, et enfin sur cette lame recuite au rouge blanc. Dans ces trois états différents, les mêmes poids produisaient les mêmes abaissements, et ces abaissements étaient sensiblement proportionnels aux poids; ceux-ci, dans toutes ces expériences, étaient assez petits pour que la lame déchargée revînt exactement à son état primitif. Ainsi la trempe n'altère point la force de cohésion des métaux; elle augmente seulement l'amplitude de l'élasticité.

Balance de torsion. La balance de torsion, destinée à mesurer les forces d'attraction ou de répulsion, est essentiellement composée d'un fil métallique *ab* (fig. 58), ou de toute autre substance, dont le bout supérieur est fixé dans une pince, et dont la

partie inférieure supporte un petit poids traversé par une aiguille horizontale très-légère, dont la nature dépend des forces qu'on veut mesurer. Pour que les mouvements ne soient pas troublés par l'agitation de l'air, l'aiguille est renfermée dans une cage cylindrique ou carrée, sur la surface de laquelle on a tracé une échelle dont les divisions correspondent à des degrés circulaires. Le fil est également renfermé dans un cylindre creux, à la partie supérieure duquel se trouve un cadran divisé, fixé sur le cylindre. La pince qui supporte le fil se prolonge à travers le cadran, et se termine par une aiguille horizontale qui parcourt le cadran et sert à évaluer la torsion qu'on donne au fil par la partie supérieure. Quand on veut mesurer de très-petites forces, on prend des fils longs et fins : car la force de torsion est en raison inverse des longueurs, et proportionnelle aux quatrièmes puissances des diamètres. Les longs fils ont encore l'avantage de pouvoir être tordus d'un grand nombre de degrés sans que le centre de torsion soit déplacé. Il faut, en outre, employer des matières dont l'élasticité soit très-grande : sous ce rapport le laiton est bien préférable au fer. A la partie supérieure de la cage se trouve un orifice *m*, par lequel on introduit les corps, qui, en agissant par attraction ou par répulsion sur le levier horizontal, le dévient de sa direction d'une quantité qu'on peut rendre constante ou variable suivant une certaine loi, en tordant le fil par la partie supérieure. La distance des corps qui agissent et la torsion totale du fil, qui se compose de la déviation de l'aiguille et de la torsion exercée à la partie supérieure, conduisent facilement, comme nous le verrons plus loin, à la détermination du rapport des forces qui se manifestent dans différentes circonstances entre le levier et le corps introduit dans la balance.

125. Savart a fait de nombreuses expériences sur la torsion des verges rigides de formes différentes. Il a opéré sur des verges cylindriques, carrées, rectangulaires et triangulaires; elles étaient maintenues horizontales au moyen d'un étau A (fig. 938) qui fixait une des extrémités d'une manière invariable, et d'une pointe C encastrée dans une masse de fonte B, et qui pénétrait dans une petite cavité percée à l'autre extrémité de la verge; cette dernière partie de la verge portait un cercle gradué concentrique, sur la gorge duquel passait une corde soutenant la coupe P, dans laquelle on plaçait les poids destinés à produire la torsion; sur le support de la pointe fixe qui maintenait la barre dans une position horizontale, et près de la circonférence du cercle, se trouvait un index immobile ou repère D

destiné à mesurer la rotation de la poulie et, par conséquent, la torsion que la barre avait éprouvée.

Les résultats auxquels Savart est parvenu sont parfaitement conformes aux lois suivantes obtenues par l'analyse : 1° quelle que soit la forme de la section transversale des verges, les arcs de torsion sont proportionnels au moment de la force (produit de la force par la perpendiculaire abaissée du centre de torsion sur la direction de la force) et à la longueur de la verge; 2° lorsque les sections des verges sont semblables, les arcs de torsion sont en raison inverse des longueurs et des quatrièmes puissances des dimensions linéaires des sections; 3° lorsque les sections sont des rectangles, les torsions sont en raison inverse du produit des cubes de leurs dimensions divisé par la somme de leurs carrés.

Le calcul donne pour les verges rectangulaires

$$\theta = \mathrm{PR}.\frac{3(b^2+c^2)\,a}{\mathrm{A}b^3\,c^3}.$$

θ étant l'angle de torsion, P la force qui produit la torsion, R la longueur du bras de levier à l'extrémité duquel elle agit, a la longueur de la verge, b et c les côtes de la verge, et A un coefficient constant dépendant de l'élasticité de la matière.

Pour une verge carrée, dont le côté est a, la loi devient

$$\theta = \frac{\mathrm{PR}}{\mathrm{A}}.\frac{6a}{b^4}.$$

126. *Isochronisme des oscillations d'un corps quelconque.* L'isochronisme des oscillations d'un fil tendu dans le sens de sa longueur provenant uniquement de ce que la force qui se développe par la variation de distance des molécules est proportionnelle à cette variation, il en résulte que cet isochronisme doit exister dans les oscillations d'un corps, quels que soient sa forme et le mode d'ébranlelement. L'expérience confirme parfaitement cette conséquence de la théorie, comme nous le verrons en parlant du son.

127. *Ductilité.* La ductilité est la propriété que possèdent un grand nombre de corps solides de changer de forme d'une manière permanente, sous l'influence de forces plus ou moins considérables. Cette propriété résulte très-probablement de ce que les molécules ont des faces très-nombreuses : car alors les positions d'équilibre stable sont très-voisines, les amplitudes d'élasticité très-faibles, et, pour peu qu'elles soient écartées, elles trouvent de nouvelles positions d'équilibre, où elles restent.

128. Il y a des corps si ductiles, qu'ils cèdent à la plus petite pression : tels sont la cire, l'argile, etc. D'autres corps ne changent de forme que par des forces très-énergiques : tels sont un grand nombre de métaux, dont les masses ne peuvent fléchir que par des percussions subites et réitérées, ou sous la pression continue du laminoir (1), ou enfin en passant à la filière (2). L'ordre suivant lequel les corps ductiles se prêtent à l'action du marteau, du laminoir et de la filière, n'est point le même. La facilité avec laquelle les corps passent au laminoir dépend principalement de la ductilité; et celle à se laisser étirer, de la ductilité et de la ténacité.

Sous le rapport de la facilité avec laquelle les métaux se laissent travailler par le marteau, on peut les placer dans l'ordre suivant : *plomb, étain, or, zinc, argent, cuivre, platine, fer*. Relativement à la facilité plus ou moins grande qu'ils présentent dans le passage à la filière, on peut les ranger comme il suit : *platine, argent, fer, cuivre, or, zinc, étain, plomb*. Enfin, sous le rapport du passage au laminoir, les métaux se placent dans l'ordre suivant : *or, argent, cuivre, étain, plomb, zinc, platine, fer*.

129. En général la ductilité augmente avec la température, parce qu'à mesure que les molécules s'éloignent davantage, l'influence de l'attraction diminue. Ainsi, la plupart des résines sont ductiles à des températures plus ou moins élevées, et cassantes à de basses températures; ainsi, la plupart des métaux acquièrent par la chaleur une plus grande ductilité, et se travaillent alors avec une plus grande facilité. Il y a cependant quelques exceptions : le cuivre se forge plus difficilement à chaud qu'à froid, et le plomb et l'étain,

---

(1) Un laminoir est un appareil composé de deux cylindres de fonte, dont les axes sont parallèles; ces cylindres se meuvent en sens contraire par un système d'engrenage. La distance qui les sépare peut être augmentée ou diminuée par des vis de rappel; mais, une fois fixés, les axes des cylindres sont retenus dans leur position par une force très-considérable. C'est entre les deux cylindres en mouvement qu'on engage dans le sens de leur rotation la masse métallique qui doit être laminée; la pression successive et continue qu'elle éprouve augmente les dimensions parallèlement aux axes des cylindres. On répète cette opération en diminuant à mesure la distance des cylindres, et on parvient ainsi à réduire les métaux en lames d'une très-petite épaisseur.

(2) Les filières sont des plaques d'acier trempé, percées d'un grand nombre de petits trous coniques, de dimensions décroissantes; on engage dans un des trous et par une de ses extrémités la tige métallique qu'on veut reduire en fil, et on la tire avec de fortes tenailles. En faisant passer de nouveau le cylindre dans des trous d'un plus petit diamètre, on parvient à le réduire au degré de finesse qu'on désire, ou que permet la nature du métal.

qui sont très-ductiles à froid, se brisent sous le marteau, à une température peu éloignée de celle de leur fusion.

130. *Résistance au choc.* La résistance des corps à un choc paraît dépendre principalement de la rapidité de la communication du mouvement dans la masse. On conçoit en effet que les parties du corps ébranlées directement seront d'autant plus écartées de leurs positions que le mouvement se propagera plus difficilement. Il paraît qu'en général cette vitesse de propagation est plus petite dans les corps doués d'une grande élasticité que dans les corps ductiles, et c'est pour cela qu'en général les premiers se brisent plus facilement par le choc que les derniers. Il y a cependant des corps très-ductiles qui se brisent facilement par le choc : telle est la poix qu'on a rendue très-ductile en la malaxant dans les doigts.

La résistance des corps à des forces qui tendent à les écraser, à les rompre transversalement ou longitudinalement, dépend de leur nature, de leur forme, des points d'application, des directions et des intensités des forces : nous indiquerons les résultats qu'on a obtenus dans un grand nombre de cas.

131. *Résistance des corps à l'écrasement.* La résistance d'un corps posé sur un plan horizontal infiniment résistant, à une pression verticale qui tend à l'écraser, dépend évidemment de sa nature; mais pour chaque corps elle dépend de sa forme. La résistance du prisme droit est en raison inverse du carré de sa hauteur, en raison directe de la largeur, c'est-à-dire de la dimension par laquelle la flexion peut avoir lieu, et en raison directe du carré de l'épaisseur. Un prisme dont la base est un parallélogramme résiste moins qu'un prisme à base carrée de même hauteur et de même volume; sous cette dernière forme un corps résiste moins qu'un cylindre de même hauteur et de même volume. Un cylindre plein résiste moins qu'un cylindre vide de même hauteur et de même masse; enfin, un cylindre plein résiste moins qu'un cône équivalent et de même hauteur. Un prisme d'une seule pièce résiste plus que s'il est composé de plusieurs pièces séparées. Les corps ne présentent pas la même résistance dans toutes les directions : ainsi les pierres résistent mieux lorsqu'elles sont placées dans le sens de leur lit naturel que dans tout autre : les bois résistent mieux dans la direction de leurs fibres que dans des directions perpendiculaires.

132. *Résistance des corps à une force dirigée perpendiculairement à leur plus grande dimension.* La détermination de la résistance des corps, suivant leur forme, leur nature et les circonstances dans les-

quelles ils sont placés, et la théorie des solides d'égale résistance en tous leurs points, sont des questions d'une grande importance dans la pratique des arts, mais qui ne peuvent qu'être indiquées dans un traité élémentaire de physique. Ainsi nous nous bornerons à rapporter les principaux résultats qu'on a obtenus par le calcul et par l'expérience sur la résistance des corps prismatiques.

Lorsqu'un corps est soumis à l'action d'une force qui agit perpendiculairement à sa plus grande dimension, le corps commence par fléchir, et quand la courbure est parvenue à son maximum, il se rompt. La résistance du corps varie suivant la manière dont il est soutenu et suivant le point d'application de la force :

1°. Quand le prisme est encastré par un bout (fig. 59), la résistance, toutes choses égales d'ailleurs, est en raison inverse de sa longueur; 2° quand il est soutenu par son milieu (fig. 60), chaque moitié résiste comme si l'encastrement avait lieu au milieu; 3° lorsque la pièce est encastrée à ses deux extrémités (fig. 62) et qu'elle est chargée en son milieu, la résistance est à celle qui a lieu quand les extrémités seulement sont posées sur deux appuis comme 3 est à 2; 4° lorsque le poids qui agit sur une pièce posée sur deux appuis (fig. 61) n'est pas au centre, mais est placé à un point qui divise la longueur l en deux parties, m et n, la résistance est proportionnelle à $m\,n$: il résulte de là que l'effort est le plus grand possible quand le poids est placé au centre; 5° quand le poids est réparti uniformément, l'effort est deux fois plus petit que si le poids était réuni au centre; 6° quand le prisme est encastré obliquement, la puissance est proportionnelle au cosinus de l'angle d'inclinaison; 7° dans toutes les circonstances, la résistance opposée par le prisme est proportionnelle à sa largeur, au carré de son épaisseur, et en raison inverse de sa longueur. On doit évidemment considérer le poids du corps comme une force verticale appliquée à son centre de gravité. Lorsque le prisme est assujetti par une de ses extrémités, il se brise près du point d'appui; lorsqu'il est fixé par ses deux extrémités, il se brise en trois endroits, au milieu et près des points d'appui; enfin, lorsqu'il est seulement soutenu par ses extrémités, la fracture est unique et se fait au milieu. Tous ces résultats sont pourtant susceptibles d'éprouver, dans chaque cas particulier, de grandes variations par le défaut d'homogénéité, et par un grand nombre de circonstances qu'il est impossible de prévoir.

133. *Résistance à la traction.* La résistance que les corps opposent à deux forces qui agissent en sens contraire et qui tendent à

les allonger ou à les déchirer porte le nom de ténacité; la ténacité paraît dépendre principalement de la cohésion. Pour mesurer la ténacité des corps on les suspend par une extrémité, et on fixe à l'autre une coupe de balance, qu'on charge progressivement de poids jusqu'à ce que l'adhérence des molécules soit détruite. On a trouvé par l'expérience que la résistance d'un corps prismatique était indépendante de sa longueur, et qu'elle était proportionnelle à la surface de la section perpendiculaire à la direction des forces. Cependant les métaux en fils ont une ténacité d'autant plus grande sous l'unité de section, que les fils ont un plus petit diamètre. Les corps composés de fibres parallèles résistent beaucoup plus dans leur direction que dans toute autre. Les métaux travaillés, forgés ou passés à la filière, ont une bien plus grande ténacité que lorsqu'ils ont été fondus. Leur ténacité diminue à mesure que la température augmente. D'après les expériences de M. Vicat, l'élasticité des fils de fer non recuit commence à s'altérer sous une charge comprise entre 1/3 et 1/4 de la résistance totale, et l'allongement est proportionnel à la charge. Sous une charge des 3/4 de la résistance totale les fils se sont allongés de 6^{mm},13 par mètre en 33 mois, et il est probable que ces fils finiront par être rompus. Il résulte de ces expériences deux conséquences importantes : 1° Il est dangereux d'essayer la résistance d'un corps sous des charges trop voisines de celle de la rupture, parce que la texture du corps peut être altérée et par suite sa résistance; 2° quand un corps est soumis à une action prolongée trop grande, il s'altère avec le temps et finit par rompre.

Ténacité des différents métaux.

Nature du métal.	Poids supporté par 1 millimètre carré à l'instant de la rupture.
	kilogr.
Fer forgé	43,84
Tôle	38
Fonte	13
Métal des canons	25,54
Cuivre battu	24,86
Cuivre laminé	21,1
Cuivre fondu	13,39
Cuivre jaune fin	12,61
Étain fondu	3,32
Plomb fondu	1,27
Plomb laminé	1,35
Tubes de verre	2 à 3

Ténacité des bois dans le sens des fibres.

Espèce de bois.	Poids supporté par 1 centimètre carré à l'instant de la rupture.
Buis	1400 kilogr.
Frêne	1200
Sapin	900
Chêne de Malabar	813
Hêtre	800
Chêne	700
Poirier	690
Acajou	560

134. ***Résistance des tuyaux creux à des pressions qui tendent à les courber.*** C'est Galilée qui fit le premier la remarque que les tuyaux creux, tels que les os des animaux, les plumes des oiseaux, les tiges de certaines plantes opposent une bien plus grande résistance à la rupture que des tiges pleines de même longueur, et qui renfermeraient la même quantité de matière. Ainsi, s'il s'agissait de former des tiges métalliques qui dussent résister à une pression perpendiculaire à leur direction, il serait plus avantageux de donner au métal la forme d'un cylindre creux que celle d'une tige pleine.

135. ***Résistance des tuyaux cylindriques à des pressions intérieures.*** Considérons un vase cylindrique fermé exactement, formé d'un métal homogène et d'égale épaisseur, et supposons qu'il soit pressé intérieurement de dedans en dehors, et également sur tous les points. Cette pression tendra à faire éclater le cylindre, qui ne pourra cependant se déchirer que suivant une arête ou un cercle perpendiculaire à son axe.

Or, un cylindre peut être considéré comme composé d'une serie d'anneaux placés les uns à côté des autres, et qui résistent tous également et isolément à la pression qui tend à les ouvrir. Ainsi la résistance d'un cylindre à la pression uniforme qui tend à le déchirer suivant une arête est indépendante de sa longueur, et égale à celle d'un des anneaux qui le composent. Considérons donc un cercle ABCD (fig. 63) pressé intérieurement par des forces perpendiculaires à la courbe, et cherchons quelle est la force qui tend à le faire ouvrir au point A. Il est d'abord évident que, si on mène le diamètre AB, les forces qui agissent au point A dans les directions Am et An, et qui tendent à faire ouvrir l'anneau au point A, se trouvent répétées au point B, de sorte que l'anneau tend en même temps à se déchirer aux points A et B. Cela posé, toutes les pressions qui se manifestent sur les différents points du demi-cercle ADB étant dirigées dans le sens du rayon, ont une résultante unique, dont chaque moitié agit au point A et au point B, suivant les directions Am et Bm'. De même toutes les pressions qui agissent sur les différents points du demi-cercle ACB ont une résultante unique, égale et opposée à la première, dont les deux moitiés agis-

sent suivant An et Bn'. Les forces égales et opposées qui tendent à séparer les points A et B sont donc égales chacune à la moitié d'une des résultantes : reste alors à trouver la valeur de cette dernière force. Pour cela, désignons par s l'arc infiniment petit ss', et par p la pression sur l'unité de longueur : la pression exercée sur l'arc ss' sera sp. Décomposons cette force en deux autres; l'une parallèle, l'autre perpendiculaire au diamètre AB. Il est évident que la première n'aura aucune influence sur la traction en A et en B; la seconde s'obtiendra en multipliant la force ps par le cosinus de l'angle que forme ss' avec AB; ainsi la composante perpendiculaire à AB sera sp. cos (ss', AB). Mais sp. cos (ss', AB) est égal à la projection tt' de l'arc ss' sur le diamètre AB, ainsi, en désignant tt' par t, la composante cherchée sera pt, et la somme totale des composantes sera ABp. Donc, en représentant par F la traction exercée sur le point A dans la direction Am, on a $F = Rp$.

Ainsi la force qui tend à faire déchirer le cylindre parallèlement à une arête est proportionnelle à la pression intérieure et au rayon du cylindre. Il résulte évidemment de là que des cylindres d'un même métal et d'une même épaisseur résistent d'autant plus à la pression intérieure qu'ils ont un plus petit diamètre.

Examinons maintenant la pression dirigée dans le sens de la longueur et qui tend à déchirer le cylindre perpendiculairement à son axe. Par un raisonnement analogue au précédent, on démontrera facilement que la résultante des pressions parallèles à l'axe est égale à la projection de la surface du fond sur un plan perpendiculaire à l'axe, mutipliée par la pression : ainsi, en désignant cette force par F', on a $F' = \pi R^2 p$. Mais cette force se manifeste sur toute l'étendue d'un anneau; par consequent, pour avoir la traction sur l'unité de longueur, il faut diviser $\pi R^2 p$ par la circonférence $2R\pi$, ce qui donne pour la traction sur l'unité de longueur $\frac{Rp}{2}$. Ainsi, la force qui tend à faire déchirer le cylindre perpendiculairement à son axe est deux fois plus petite que celle qui tend à le faire déchirer suivant une arête ; par conséquent la rupture aura toujours lieu suivant une arête.

Il est facile de déduire de ce qui précède que, si un vase avait la forme d'un ellipsoïde de révolution (fig. 64), la traction, dans un anneau perpendiculaire à l'axe AB, serait proportionnelle au diamètre de l'anneau, et que par conséquent elle serait croissante depuis les extrémités A et B jusqu'à l'anneau central CD, où elle serait à son maximum, et que la résistance dans le sens des méridiens serait égale pour tous.

Dans ce qui précède, nous avons considéré une enveloppe géométrique ; les anneaux étaient sans largeur et sans épaisseur, et p était la pression sur une ligne égale à l'unité de longueur. Mais, pour faire usage des formules, il faudra considérer les anneaux comme ayant une certaine largeur, par exemple, 1 millimètre : p sera alors la pression sur 1 millimètre carré. Si on voulait déterminer l'épaisseur d'un vase cylindrique pour qu'il pût résister à une pression intérieure constante p sur chaque millimètre carré, il faudrait remarquer que la force F, s'exerçant parallèlement à la tangente, est de même nature que celle qui se manifeste quand on tire une barre métallique dans le sens de

sa longueur. Ainsi, l'épaisseur que l'on devra donner au métal a pour limite inférieure l'épaisseur d'une barre rectangulaire qui, ayant 1 millimètre de largeur, serait rompue sous la tension produite par un poids égal à Rp.

136. ***Résistance des corps à être entamés, rayés ou usés par un autre corps.*** On désigne sous le nom de *dureté* la résistance des corps à être entamés, rayés ou usés par d'autres corps. La résistance d'un corps à être entamé par un autre dépend non-seulement du degré de dureté de ce dernier, mais de l'angle que l'un ou l'autre présente, et de la vitesse de celui qui est destiné à entamer l'autre. Ainsi, une lime qui attaque facilement le fer doux est fortement entamée par ce dernier quand on lui donne une vitesse suffisante : par exemple, quand on fait tourner rapidement un disque de tôle, et qu'on présente une lime perpendiculaire à son plan. Dans ce cas, l'effet est d'autaut plus grand que l'angle de la lime est plus petit. La résistance des corps à être rayés dépend aussi de la nature de la pointe dont on se sert : si elle est naturelle comme l'angle d'un cristal, les résultats sont différents de ceux qu'on obtiendrait avec des pointes artificielles, comme celles qui proviennent d'une cassure; et, dans l'un et l'autre cas, les résultats varient encore selon la forme de la pointe et la direction de son mouvement. La dureté d'un cristal est toujours plus grande sur les arêtes que sur les faces. Les cristaux de diamants coupent le verre par leurs arêtes courbes lorsque le cristal est promené dans la direction de l'arête, et de manière que ses faces soient également inclinées sur le verre : la pression produit une petite fissure qui s'étend facilement quand on essaye de courber la lame. Lorsque les faces de l'arête du cristal ne sont pas également inclinées, le verre est seulement rayé. Le saphir et le rubis spinelle taillés convenablement coupent le verre comme le diamant, mais durent peu, parce que les arêtes, n'étant pas naturelles, ont moins de dureté. (*Wollaston.*) Les facultés de rayer et d'user ne dépendent pas l'une de l'autre : car il existe des corps qui en rayent d'autres, mais ne les usent pas, et au contraire sont usés par eux. Ainsi, par exemple, la pierre ponce est rayée par le verre, tandis que le verre est usé par la ponce.

Il paraît que la dureté dépend à la fois de la cohésion et de l'élasticité; du moins dans chaque corps la dureté éprouve les mêmes variations que l'élasticité et la cohésion : ainsi les métaux écrouis sont plus durs que les métaux fondus ou recuits. La dureté diminue à mesure que la température augmente; la fonte qui, à froid, est

d'une très-grande dureté, à la chaleur rouge se laisse entamer avec la plus grande facilité par la scie. On emploie ce procédé en grand pour diviser des blocs de fonte.

§ 4. *Structure des corps solides.*

137. Les corps inorganiques qui constituent la charpente du globe et ceux que nous formons artificiellement se présentent ordinairement sous des formes irrégulières, composées de parties réunies d'une manière confuse. Cependant ces corps offrent souvent des indices d'une structure régulière : tels sont les corps composés de lames parallèles ou inclinées, de fibres parallèles ou groupées autour d'un point central. Enfin, ces corps se présentent quelquefois sous des formes régulières terminées par des faces planes : c'est à ces corps réguliers qu'on a donné le nom de *cristaux*.

Quoique les cristaux ne forment qu'une très-petite portion de la masse des corps solides qui existent, il paraît cependant que tous les corps peuvent cristalliser, et que les formes plus ou moins irrégulières qu'ils affectent ordinairement sont dues à des causes perturbatrices qui ont agi pendant leur formation : car la plupart des corps que nous pouvons produire prennent des formes régulières quand les molécules peuvent se réunir lentement et librement. Et même, dans certaines circonstances, des masses qui paraissent formées de molécules réunies d'une manière confuse présentent des indices de cristallisation régulière lorsqu'on les soumet à l'action dissolvante d'un liquide; celui-ci dissout d'abord les parties non cristallisées ou imparfaitement cristallisées, parce que les forces qui ont présidé à l'arrangement régulier des molécules les préservent, lorsqu'elles sont réunies, des forces qui tendent à les séparer : ainsi, un morceau de bismuth traité par l'acide nitrique faible se recouvre sur toute sa surface de petits cubes, le nickel de petits tétraèdres; des morceaux de sulfure d'antimoine plongés dans du sulfure en fusion, et retirés quand ils sont à moitié fondus, présentent des cristaux réguliers; le fer, la fonte et l'acier, traités par des acides faibles, laissent voir à leur surface de petites aiguilles diversement inclinées. Enfin la cristallisation régulière de l'étain sur les feuilles de fer-blanc est mise à nu par un acide faible : c'est cette cristallisation qui constitue le moiré métallique.

Les formes régulières des cristaux et la similitude de ceux qui

ont la même composition chimique, dans quelque lieu et à quelque époque qu'ils aient été produits, sont de puissants arguments en faveur de l'hypothèse des atomes et de leur identité de forme et de grosseur quand ils appartiennent au même corps. Il existe même certains corps cristallisés qui semblent permettre de déterminer la forme de leurs molécules. En effet, plusieurs espèces de cristaux se brisent naturellement, par le choc, en un grand nombre de petits corps à surfaces brillantes, parfaitement semblables, qui, à leur tour, se divisent aussi en corps semblables. Ce fait semble indiquer que, si la division était poussée assez loin pour atteindre les molécules, ces dernières auraient des figures semblables à celles des corps qui résultent de la division mécanique apparente, puisque ces formes ne changent pas à mesure que la division de la matière augmente. La chaux carbonatée présente ce phénomène d'une manière très-remarquable. Si l'on prend un morceau de la variété de chaux carbonatée connue sous le nom de spath d'Islande, on pourra, par des chocs réitérés, obtenir de petits parallélipipèdes semblables, dont les dimensions seront de plus en plus petites, et qui finiront par être invisibles à l'œil, sans cesser pourtant de conserver la même forme. Cependant on ne peut pas admettre en général que les directions des plans de clivage soient parallèles aux faces des molécules : car il existe des corps de même nature qui cristallisent de manières différentes, et pour lesquels l'hypothèse dont il est question donnerait des formes différentes pour les molécules. Par exemple, la chaux carbonatée et l'arragonite ont la même composition chimique et des systèmes de cristallisation incompatibles. Il en est de même des cristaux de soufre obtenus par un refroidissement lent et par dissolution dans le sulfure de carbone; il y a même des cristaux qui, par la seule action de la chaleur, changent de système de cristallisation sans passer par la fusion; des sels qui, sans changer de nature, cristallisent d'une manière différente dans des circonstances différentes : par exemple, à des températures différentes; mais, le plus souvent, ce phénomène provient de ce que le sel se combine avec des quantités différentes d'eau. Il ne serait pas impossible que les faces de clivage fussent réellement parallèles aux faces des molécules, mais que les cristaux résultassent de l'arrangement régulier de particules formées d'un nombre variable de molécules, suivant les circonstances, de sorte que le clivage donnerait seulement la forme de ces particules.

L'étude des formes qu'affectent les différents corps de la nature

et ceux que l'art peut former est une des branches les plus importantes de la minéralogie.

§ 5. *Équilibre et mouvement des corps solides.*

138. Quoique l'étude de l'équibre et du mouvement des corps solides appartienne spécialement à la mécanique, nous avons pensé qu'il était utile de citer les phénomènes les plus importants, et surtout ceux sur lesquels nous serons plus tard obligés de nous appuyer.

Lorsqu'un corps solide entièrement libre est sollicité par un nombre quelconque de forces dirigées d'une manière quelconque dans l'espace, le corps ne peut être en équilibre qu'autant que ces forces se détruisent mutuellement. Cette condition sera satisfaite si une quelconque des forces est égale et opposée à la résultante de toutes les autres. Mais si le corps est assujetti à un point fixe autour duquel il peut tourner, pour que l'équilibre existe il faut et il suffit que la résultante de toutes les forces passe par le point fixe. S'il y avait un axe fixe, il faudrait, pour que l'équilibre existât, que la résultante totale rencontrât l'axe. Mais si le corps est simplement appuyé contre une surface, de manière qu'il puisse glisser sur elle, il faut, pour l'équilibre, que la résultante soit normale à la surface; et, en outre, s'il ne la touche qu'en un seul point, qu'elle passe par le point de contact; s'il y en a deux, il faut qu'elle passe par la ligne droite qui les joint, et qu'elle la coupe entre les deux points de contact; et, enfin, s'il y a un nombre quelconque de points de contact, la résultante doit rencontrer la surface en un point de l'intérieur du polygone formé par ces points. En parlant des centres de gravité, nous avons trouvé pour l'équilibre des corps pesants des lois qui sont des cas particuliers de celles que nous venons d'énoncer.

139. *Mouvement des corps solides libres.* Lorsqu'un corps solide est soumis à l'action d'un système quelconque de forces, si ces forces ne sont pas en équilibre, il peut arriver 1° qu'il y ait une résultante unique, c'est-à-dire qu'on puisse remplacer toutes les forces par une seule; 2° que le système des forces se réduise à deux, égales, parallèles et opposées; 3° que les forces se réduisent à une force et un couple.

140. Dans le premier cas, la résultante unique peut être appliquée au centre de gravité ou à tout autre point du corps. Si la force

passe par le centre de gravité, on pourra la considérer comme étant la résultante de forces égales et parallèles qui seraient appliquées à chaque molécule du corps; par conséquent, le corps aura un mouvement de translation dans lequel tous les points décriront des droites parallèles : ainsi le corps se mouvra parallèlement à lui-même. Mais si la résultante ne passe pas par le centre de gravité, le corps aura un mouvement de translation, le même que si la force était appliquée au centre de gravité, et un mouvement de rotation autour de ce point. En effet, soit MN (fig. 63) un corps de forme quelconque, sollicité par un système de forces qui se réduisent à la force P appliquée au point A; soit G son centre de gravité. Au point B, situé sur la ligne AG, et à la même distance du point G que le point A, appliquons deux forces opposées Q et R égales à 1/2 P et parallèles à la force P; il est évident que ces forces, se détruisant mutuellement, n'altéreront en rien le mouvement du corps. Or, si l'on compose la force Q avec la moitié de la force P, on aura une résultante égale à la force P, et qui aura son point d'application au centre de gravité : cette force produira le mouvement de translation; mais il restera deux forces égales parallèles et opposées, appliquées aux extrémités de la ligne BA. Ce système de forces, qu'on appelle un couple, ne peut point avoir de résultante unique [32], et tendra évidemment à produire un mouvement de rotation autour du point G.

Lorsqu'un corps éprouve ainsi un mouvement de rotation, l'axe autour duquel se fait sa révolution sera permanent, c'est-à-dire conservera sa position dans l'intérieur du corps, toutes les fois que les forces centrifuges des molécules du corps se feront mutuellement équilibre; dans le cas contraire, la position de l'axe de rotation changera continuellement. On démontre en mécanique que, dans un corps libre de forme quelconque, il y a toujours trois lignes perpendiculaires entre elles, qu'on nomme *axes principaux*, qui passent par le centre de gravité, et autour desquelles les forces centrifuges sont en équilibre; mais, de ces trois axes, il n'y en a que deux autour desquels la rotation soit stable : c'est-à-dire que, si une cause étrangère quelconque dérangeait tant soit peu l'axe réel de rotation, il ne tendrait à reprendre sa position initiale qu'autant qu'il aurait coïncidé primitivement avec l'un des deux axes principaux autour desquels la rotation est stable (1). Les corps de forme régu-

(1) Pour chacun des axes principaux, la somme des produits de tous les points

lière n'ont, en général, que trois axes principaux; mais il en est qui en ont une infinité. Par exemple, un ellipsoïde de révolution a pour axes principaux son axe de révolution et tous les diamètres de l'équateur; dans une sphère, tous les diamètres sont des axes principaux. Dans l'ellipsoïde, l'axe de révolution est un axe stable; tous ceux de l'équateur sont instantanés; dans la sphère il n'existe aucun axe stable.

141. Lorsque le système des forces qui agissent sur un corps se réduit à deux forces égales parallèles et opposées, le centre de gravité reste fixe, et le corps tourne autour d'un axe passant par ce point, qui change de position jusqu'à ce qu'il soit parvenu à coïncider avec un des trois axes principaux.

142. Enfin, quand les forces se réduisent à un couple et à une force, il y a, comme dans le premier cas, transport du centre de gravité et rotation autour de ce point, mais le mouvement de translation n'est pas nécessairement perpendiculaire à l'axe de rotation.

143. Ces résultats du calcul conduisent à l'explication du double mouvement de translation et de rotation des planètes. En effet, nous avons vu que le mouvement de rotation des planètes autour du soleil résulte de l'attraction permanente et réciproque de ces corps et du soleil, combinée avec une impulsion initiale. Or, si cette impulsion initiale n'a point passé par leur centre de gravité, il a dû en résulter un mouvement simultané de translation et de rotation autour d'un axe qui aura changé de position jusqu'à ce qu'il ait coïncidé avec un des axes principaux : alors cet axe de rotation se sera mû dans l'espace parallèlement à lui-même. En supposant la terre homogène, son mouvement diurne résulterait de ce que l'impulsion initiale a passé à une distance de son centre égale à la 160e partie de son rayon.

144. *Frottement.* Lorsqu'un corps est assujetti à se monvoir sur la surface d'un autre, le corps mobile éprouve dans son mouvement une certaine résistance qu'on nomme *frottement.*

Dans certains corps, le frottement paraît provenir de ce que les aspérités de leurs surfaces pénètrent les unes dans les autres, et ne peuvent se dégager que par un déchirement ou par des ressauts

---

matériels, multipliés par le carré de leur distance à cet axe, est un maximum ou un minimum. Les sommes de ces produits portent le nom de *moments d'inertie.* Pour les deux axes stables le moment d'inertie est un maximum; il est un minimum pour l'axe instantané.

du corps mobile; cependant, comme le frottement se manifeste dans les corps les plus polis, où l'on ne peut pas supposer une semblable pénétration des aspérités, il est probable que le frottement est dû aussi à une certaine adhérence des surfaces qui sont mises en contact.

Pour reconnaître la résistance des corps à se mettre en mouvement, on peut se servir de l'appareil fig. 66. Il est composé d'un plan AB, mobile autour d'une charnière, et dont on peut faire varier à volonté l'inclinaison, qu'on mesure sur le cercle divisé CD. Lorsqu'un corps M est placé sur le plan AB, il existe toujours une inclinaison du plan, pour laquelle la composante de la pesanteur parallèle au plan AB fait équilibre au frottement : car cette composante croît à mesure que l'inclinaison du plan AB devient plus grande. On détermine l'angle sous lequel l'équilibre existe en augmentant graduellement l'angle ABC jusqu'à ce que le corps glisse sur le plan AB, et on prend pour l'angle d'équilibre un angle moindre, mais d'une quantité très-petite. Le poids du corps étant représentée par G*p*, G*q* représentera ce poids décomposée parallèlement à AB, c'est-à-dire le frottement, et la ligne G*r* la pression. Quant au frottement qui se produit quand le corps est en mouvement, il faut employer une autre disposition. Coulomb a fait sur le frottement de nombreuses expériences; nous rapporterons les résultats qu'il a obtenus, ainsi que ceux qui étaient connus avant lui.

1°. La résistance au mouvement n'atteint pas son maximum d'énergie à l'instant du contact, mais seulement au bout d'un certain temps, après lequel elle reste constante. Pour les bois glissant à sec sur des bois, la résistance atteint son maximum en quelques minutes. Lorsque des métaux glissent sur des métaux, elle y parvient en un instant. Pour les substances hétérogènes sans enduit, la résistance croît très-lentement et ne paraît atteindre sa limite qu'après quatre ou cinq jours.

2°. Quand les corps sont en mouvement, le frottement est sensiblement indépendant de la vitesse; cependant, pour les surfaces hétérogènes, le frottement croît sensiblement en progression arithmétique quand la vitesse croît en progression géométrique.

3°. La résistance qu'on éprouve pour mettre un corps en mouvement après un temps suffisant de repos, est beaucoup plus grande que le frottement qui se manifeste quand le mouvement est développé. Par exemple, Coulomb a trouvé que la force nécessaire pour

détacher et faire glisser une surface de chêne, après quelques minutes de repos, est à celle nécessaire pour vaincre le frottement quand elle est en mouvement comme 9,5 est à 2,2. Dans le frottement des métaux sur les métaux, ces quantités sont sensiblement égales.

4°. Le frottement est d'autant plus petit que les surfaces en contact sont mieux polies.

5°. Dans tous les cas, le frottement est proportionnel à la pression et à l'étendue des surfaces en contact. Il résulte de là que, si un polyèdre à faces très-inégales est posé successivement par chacune d'elles sur un plan incliné AB (fig. 66), le corps se mettra toujours en mouvement à la même inclinaison du plan, parce que, le poids du corps étant constant, quand la surface du contact augmente, la pression exercée sur chaque point diminue en raison inverse de l'étendue de cette surface, et, par conséquent, la somme des produits de chaque élément frottant par la pression qu'il supporte est constante.

6°. Le frottement est plus grand entre les corps de même nature qu'entre les corps de nature différente.

7°. Le frottement est beaucoup plus petit quand le contact a lieu successivement entre des parties différentes des surfaces des deux corps que lorsque le contact a lieu par une même partie de la surface de l'un deux; c'est-à-dire que le frottement est plus petit pour un corps qui roule que pour un corps qui glisse. Le frottement d'un corps qui glisse sur un autre se désigne ordinairement sous le nom de *frottement de glissement ;* l'autre s'appelle *frottement de roulement.*

8°. On peut toujours diminuer le frottement en introduisant entre les corps certaines substances, telles que de l'huile, des graisses, du savon, de la plombagine, du talc.

Ces résultats de l'observation ont, dans les arts, de nombreuses applications : car il n'est point de machines dans lesquelles il ne soit important de diminuer les frottements, qui consomment toujours infructueusement une si grande partie de la force motrice. M. Prony a fait une application très-ingénieuse, et maintenant généralement employée, du frottement à la détermination de la puissance mécanique des moteurs [156].

Il y a quelques années, M. Morin a fait de nombreuses recherches sur le frottement, remarquables par l'exactitude et la précision des méthodes d'observation ; nous regrettons que la nature de ce

livre ne nous permette pas de les exposer : nous dirons seulement qu'elles ont confirmé les faits que nous avons énoncés.

145. *Choc des corps solides.* Comme les phénomènes du choc varient suivant que les corps sont ductiles ou élastiques, nous examinerons successivement le choc de ces deux espèces de corps, en nous bornant au cas où les corps sont sphériques et homogènes, et où le choc a lieu dans la direction de la ligne des centres, le seul qui présente des résultats simples et dont nous aurons besoin dans la suite.

Nous désignerons désormais par *quantité de mouvement* le produit de la masse d'un corps par la vitesse de son centre de gravité, vitesse qui est celle de tous les points du corps quand il n'est doué que d'un mouvement de translation.

146. *Choc central de deux sphères homogènes formées de matière ductile.* Lorsque les centres de gravité de deux corps ductiles se meuvent suivant une même ligne droite, avec des vitesses constantes, après le choc les corps restent en contact et se meuvent ensemble avec une quantité de mouvement égale à la somme ou à la différence de celles qui les animaient avant le choc : à la somme, si les mouvements primitifs étaient dans le même sens; à la différence, si ces mouvements étaient en sens contraire.

Le principe que nous venons de poser peut facilement se déduire du simple raisonnement. En effet, lorsque deux corps ductiles sphériques se meuvent en sens contraire, de manière que leurs centres décrivent la même ligne droite, les deux corps se compriment mutuellement jusqu'à ce que la plus petite quantité de mouvement ait été détruite par la plus grande : alors les deux sphères ne forment qu'une même masse, qui a une quantité de mouvement égale à la différence de celles des deux corps avant le choc, et par conséquent la vitesse après le choc sera égale à la différence des quantités de mouvement primitives divisées par la somme des masses. Si on suppose que les sphères se meuvent dans le même sens, la pression, à l'instant du choc, sera produite par la différence des quantités de mouvement, et elle cessera aussitôt que cette force sera répartie uniformément dans les deux corps : la masse totale se mouvra donc après le choc, dans le même sens, avec une quantité de mouvement égale à la somme de celle des corps avant le choc, et la vitesse commune sera égale à cette quantité de mouvement divisée par la somme des masses. Dans le premier cas, il y a, par le choc, une perte de quantité de mouvement égale à la plus petite, parce

que les forces sont opposées; dans le second cas, il n'y en a point, parce que, les corps se mouvant dans le même sens, la pression est uniquement due à l'inertie de la matière. Dans le premier cas, les masses choquées peuvent être réduites au repos; dans le second, cela ne peut jamais arriver: la vitesse, après le choc, est toujours intermédiaire entre celles des masses avant le choc.

Si on représente par m et m' les masses des deux corps, par v et v' les vitesses de leurs centres de gravité, les quantités de mouvement, avant le choc, étaient mv et $m'v'$, après le choc, la quantité de mouvement sera $mv + m'v'$ si les vitesses initiales étaient dirigées dans le même sens, et $mv - m'v'$, dans le cas contraire; la masse totale, après le choc, étant $m + m'$, la vitesse commune sera, dans le premier cas, $\frac{mv + m'v'}{m + m'}$, et $\frac{mv - m'v'}{m + m'}$ dans le second.

On peut vérifier par des expériences directes les lois du choc des corps ductiles, au moyen de l'appareil que nous allons décrire. AB (fig. 67) est un arc de cercle dont le rayon est Oo; il est divisé, de chaque côté du point o, par lequel passe la verticale du centre O, en degrés qui ne sont point égaux, mais qui sont tels, que, si un corps tombait en suivant cet arc de cercle, arrivé au point o il aurait acquis une vitesse horizontale représentée par le chiffre placé au point de départ, et la division à laquelle il s'élèverait après avoir dépassé le point o indiquerait la vitesse qu'il avait en y arrivant. Pour diviser le cercle comme nous venons de le dire, il suffit de prendre des arcs tels, qu'à partir du point o les cordes soient dans le rapport de la série des nombres naturels : car, les vitesses acquises à la fin de la chute étant les mêmes que si les corps étaient tombés librement, elles sont proportionnelles aux racines carrées des hauteurs verticales, ou proportionnelles aux cordes. Des boules d'argile humide M et N sont suspendues à des fils très-déliés fixés au point O; en élevant ces boules à différents degrés du cercle et en les abandonnant à elles-mêmes à des instants tels, qu'elles arrivent au point o en même temps, elles se rencontrent avec des vitesses représentées par les nombres placés aux points de départ.

147. *Choc central de deux corps sphériques homogènes élastiques.* Lorsque les centres de deux corps sphériques élastiques se meuvent sur une même ligne droite, après le choc la vitesse de chacune des masses est égale à la vitesse qu'elle aurait acquise si les deux corps avaient été ductiles, diminuée de la vitesse qu'elle aurait perdue, ou augmentée de la vitesse qu'elle aurait gagnée.

En effet, considérons les deux corps quand la pression a cessé et que les vitesses sont devenues égales : à cet instant ils auront exactement la vitesse qu'ils auraient acquise s'ils eussent été simplement compressibles ; mais aussitôt que la compression a cessé, la force élastique de chacun d'eux se développe et lui rend une vitesse proportionnelle à la compression qu'il a éprouvée. Or, la pression éprouvée par chacun d'eux résulte de la vitesse qu'il aurait perdue ou gagnée s'ils eussent été ductiles; et comme la force élastique restitue une vitesse dans le même sens que la compression, si la compression à diminué la vitesse initiale, l'élasticité la diminuera encore d'autant ; si la compression l'a augmentée, l'élasticité l'augmentera encore d'une même quantité. Ainsi on pourrait encore énoncer le principe en question de cette autre manière : La vitesse, après le choc, est égale à la vitesse initiale, diminuée ou augmentée du double de la vitesse qui serait perdue ou gagnée si les corps étaient ductiles.

Représentons les deux masses par m et m', leur vitesse initiale par v et v', par u la vitesse commune qui aurait lieu si les corps étaient ductiles ; supposons que les corps se meuvent dans le même sens, et que v soit plus grand que v', la vitesse perdue par la première masse sera $v - u$, la vitesse gagnée par la seconde sera $u - v'$; et par conséquent, en regardant comme positives les vitesses dans le sens du mouvement avant le choc, on aura

$$V = u - (v - u) = 2u - v, \ (a); \text{ et } V' = u + (u - v') = 2u - v', \ (b).$$

Et comme [146] $u = \dfrac{mv + m'v'}{m + m'}$, il viendra

$$V = \frac{(m - m')v + 2m'v'}{m + m'}, \text{ et } V' = \frac{(m' - m)v' + 2mv}{m + m'}.$$

Il résulte de ces formules plusieurs conséquences importantes :

1°. Si $m = m'$, on trouve $V = v'$, et $V' = v$: ainsi, dans ce cas, chaque mobile prend la vitesse qu'avait l'autre avant le choc.

2°. Les deux formules (a) et (b) donnent $V - V' = v' - v$: ainsi les vitesses relatives des deux corps, avant et après le choc, sont les mêmes, mais de signes contraires.

3°. Si la seconde bille était en repos, on aurait $v' = o$, et, par suite,

$$V = \frac{m - m'}{m + m'}v, \text{ et } V' = \frac{2mv}{m + m'}.$$

4°. Si la seconde bille était en repos, et si les masses étaient égales, on aurait

$$V = 0 \text{ et } V' = v.$$

Ces résultats peuvent être vérifiés au moyen de l'appareil fig. 67, en substituant aux masses d'argile humide des boules d'ivoire. Les formules du choc des corps élastiques nous seront utiles dans la théorie du son et dans celle de la lumière.

148. Lorsque plusieurs sphères élastiques égales ont leurs centres placés sur la même ligne droite ou sur le même arc de cercle, si on écarte celle qui est placée à une extrémité et qu'on la fasse arriver sur la série avec une certaine vitesse, celle qui est placée à l'autre extrémité partira avec une vitesse égale, et toutes les autres resteront immobiles. Si on écarte deux boules et qu'elles choquent ensemble la série, les deux boules placées à l'extrémité opposée s'échapperont avec la même vitesse. En général, si un nombre quelconque de sphères viennent ensemble frapper une série de sphères mobiles, elles font partir un égal nombre de sphères placées à l'autre extrémité de la série. Ce phénomène, que l'on peut facilement constater en suspendant des boules à des fils d'égales longueurs et fixés à une même tige horizontale (fig. 68), tient uniquement à ce que les boules ne sont jamais en contact immédiat. En effet, si une sphère en mouvement vient en frapper une autre en repos, celle-ci prend toute la vitesse de la première, qui devient immobile; si la seconde sphère en rencontre une troisième en repos, elle lui communiquera de même toute sa vitesse et deviendra de nouveau immobile; et comme cela aura lieu quels que soient le nombre des sphères et la distance qui les sépare, on conçoit facilement que le choc d'une sphère sur une série de sphères égales et en repos se communique de l'une à l'autre, et, par conséquent, que la dernière seule peut s'échapper. Quand l'on met en mouvement plusieurs sphères à la fois, elles n'agissent que successivement, et, par conséquent, l'effet total est égal à la somme des effets dus à chacune d'elles. Le temps de la communication du mouvement est très-petit; il est inappréciable lorsque la série n'est composée que d'un petit nombre de sphères, mais il deviendrait très-sensible si ce nombre était considérable.

149. Lorsque des corps sphériques ductiles ou élastiques ne se meuvent pas suivant la ligne des centres, ou que les corps ont une forme quelconque, le choc produit toujours un mouvement de rotation, et les effets sont trop compliqués pour être seulement

énoncés. Ces phénomènes sont surtout très-remarquables dans le jeu de billard; ils ont été étudiés dans tous leurs détails par Coriolis, dans un ouvrage intitulé *Théorie mathématique du jeu de billard.*

150. Jusqu'ici nous avons supposé que la force élastique ne se développait qu'après que la pression était complétement anéantie par la répartition uniforme de la vitesse; mais il n'en est point ainsi : la compression n'est jamais instantanée, elle dure toujours un temps plus ou moins long; et comme la force élastique commence à se développer à l'origine même de la compression, il s'ensuit que la force élastique a déjà séparé les corps avant que la pression ait produit tout son effet. On conçoit, d'après cela, que les lois que nous avons établies ne sont applicables qu'à des corps qui se compriment dans un temps très-petit, et que les vitesses après le choc différeront d'autant plus de celles qui seraient déduites des lois précédentes que le corps cédera plus lentement à la pression. Ainsi, par exemple, si, dans les dernières expériences, au lieu d'employer des boules d'ivoire, dont la compression se fait presque instantanément, on employait des sphères de gomme élastique, les vitesses après le choc seraient beaucoup plus petites que celles qu'on déduirait de la théorie.

151. *Durée de la communication du mouvement.* La communication du mouvement qui a lieu par le choc n'est jamais instantanée; elle s'effectue pendant tout le temps que dure la compression, temps à la vérité très-petit, mais qui ne peut jamais être nul. L'existence d'un certain temps nécessaire pour la communication du mouvement donne l'explication de plusieurs faits assez curieux.

Lorsqu'un projectile lancé avec une certaine force rencontre un corps d'une grande étendue, mais de peu d'épaisseur, si la vitesse du projectile est peu considérable, la pression éprouvée par les parties situées sur le chemin du projectile se transmet aux parties voisines, et le corps est brisé sur une grande étendue. Mais si la vitesse du mobile est très-grande, la pression ne se transmet qu'à une petite distance, pendant le temps que le projectile traverse le corps, et par conséquent ce dernier n'est brisé que sur le chemin du projectile. C'est ainsi, par exemple, qu'un boulet de canon à demi-portée, traverse un navire en ne faisant qu'une très-petite ouverture; tandis que, à une distance plus considérable, sa vitesse étant plus petite, il déchire les flancs du navire sur une surface plus ou moins étendue. C'est ainsi qu'une balle tirée à une petite distance dans une vitre la

traverse en ne faisant qu'un trou circulaire, et la brise en totalité si la distance est assez considérable. C'est par la même raison, qu'il arrive souvent que la partie supérieure du fusil d'un fantassin est emportée par un boulet sans qu'il s'en aperçoive, que l'on peut tirer à balle dans une porte ouverte très-mobile sans la mettre en mouvement, et qu'il est impossible de lancer avec une arme à feu un projectile attaché à une corde : car, quelque facilité que celle-ci ait d'ailleurs pour se dérouler, elle se rompt toujours au premier instant, à moins que la force de projection ne soit très-faible, comme celle des fusées, par exemple.

152. *Emploi des corps solides pour transmettre ou modifier les forces.* Rarement les forces de la nature et celles que produisent les hommes et les animaux peuvent être employées immédiatement à produire l'effet qu'on désire; il faut presque toujours leur faire subir quelques modifications : tantôt c'est la direction, tantôt c'est la nature du mouvement, qui doit être changée, et presque dans tous les cas il faut augmenter la vitesse ou la masse mise en mouvement. Ces différentes modifications des forces initiales qui sont à notre disposition se font avec des appareils qu'on désigne sous le nom de *machines.*

153. Les machines sont de deux espèces. Dans les unes, le but principal est la transformation de la force motrice; et peu importe que, dans cette transformation, elle éprouve une perte plus ou moins considérable : dans les horloges, par exemple, la force qui produit le mouvement est un poids qui descend ou un ressort qui se détend, et le but réellement essentiel, c'est que le mouvement se transmette à l'appareil de manière que les aiguilles se meuvent uniformément; tels sont aussi un grand nombre d'appareils qu'on désigne sous le nom d'*outils*, que nous mettons au bout de nos doigts pour augmenter notre adresse. La perfection réside uniquement dans la précision des mouvements et dans le mode d'application de la force. Mais il existe beaucoup de machines dans lesquelles il est très-important de diminuer le moins possible la force dans sa transformation : telles sont, par exemple, les machines destinées à moudre le blé, à élever les eaux, etc. On conçoit facilement que, quelle que soit la nature du moteur, on doit toujours chercher à produire le plus grand effet dynamique possible. Il ne sera question ici que de cette dernière espèce de machines.

154. Les machines sont, en général, uniquement formées de corps solides. Les liquides et les gaz servent quelquefois aussi

pour transmettre le mouvement. Les machines employées dans les arts sont extrêmement nombreuses; mais toutes ne sont que des combinaisons d'un très-petit nombre de machines élémentaires, telles que le *levier*, la *poulie*, le *treuil*, le *plan incliné* et la *vis*, qui peuvent même se réduire au levier et au plan incliné; de sorte que ces deux dernières sont réellement les seules machines simples élémentaires. Pour bien concevoir les effets des machines, il faut les considérer successivement dans l'état d'équilibre et dans l'état de mouvement.

155. *Équilibre des machines.* Dans toutes les machines, on détermine les conditions d'équilibre, c'est-à-dire le rapport entre la puissance et la résistance, au moyen d'un principe général, qu'on désigne sous le nom de principe des *vitesses virtuelles*, et qui peut s'énoncer ainsi : Si à une machine en équilibre on imprime un mouvement très-petit, le produit de la puissance par l'espace que décrit son point d'application, projeté sur la direction de cette force, est égal à celui de la résistance par l'espace que parcourt le point auquel elle est appliquée, également projeté sur la direction de cette force. On voit, d'après cela, qu'au moyen de chaque espèce de machine on peut toujours faire équilibre à une force donnée, avec une autre, quelque petite qu'elle soit.

156. *Mouvement des machines.* Lorsqu'une machine est en repos et qu'on lui imprime une vitesse quelconque par une force dont l'action cesse après un certain temps, les frottements et les différentes espèces de résistances qu'éprouve la machine diminuent constamment sa vitesse, et la machine est bientôt ramenée au repos. Ainsi, une machine ne peut avoir un mouvement continu que par l'action permanente d'une force.

Lorsqu'une force agit pour faire mouvoir une machine, la vitesse augmente graduellement pendant un temps ordinairement très-court, après lequel le mouvement devient sensiblement uniforme. Pour concevoir la raison de ce fait, il faut remarquer que le moteur, exerçant à l'origine un effort nécessairement plus grand que la résistance, doit faire naître un mouvement qui s'accélère peu à peu; mais alors, cette accélération produisant toujours une diminution dans l'effort du moteur, et une augmentation dans celui de la résistance, le rapport des deux forces s'approche de plus en plus de celui qui convient à leur équilibre dynamique, et finit bientôt par l'atteindre.

On désigne sous le nom de *travail d'une force;* le produit de la composante de la force dans la direction du mouvement qu'elle im-

prime au corps sur lequel elle agit par le chemin qu'elle lui fait parcourir; parce que ce produit représente réellement l'effet utile de la force. Si la direction de la force est celle du chemin, c'est le produit de la force elle-même par le chemin qui constitue le travail. Dans ce cas en désignant la force par F et par e le chemin parcouru, le travail est représenté par Fe.

Si la force est constante, en désignant par p le poids du corps sur lequel elle agit, par v la vitesse qu'elle lui imprime après le temps t, et par j le chemin parcouru dans la première unité de temps, on aura

$$v = jt; \quad e = \frac{1}{2}.jt^2; \quad \text{et } j = g.\frac{F}{p},$$

équations qui donnent

$$v = g.\frac{F}{p}t; \text{ et } e = \frac{1}{2}g.\frac{F}{p}t^2.$$

et en éliminant t entre ces ces deux équations, on trouve

$$Fe = p\frac{v^2}{2g}.$$

Ainsi le travail effectué pendant le temps t par une force constante F sur un corps dont le poids est p, et qui se meut dans la direction de la force, est représenté par le produit de la force, par le chemin parcouru, ou par $pv^2 : 2g$. Cette dernière expression du travail est désignée dans les traités de mécanique sous le nom de *force vive*.

Lorsqu'une machine est parvenue à un régime uniforme, les variations de vitesse que tendent à produire les forces motrices et résistantes se détruisent, et en faisant abstraction des frottements, les pressions qui proviennent des forces motrices et résistantes sont dans le même rapport que dans l'état d'équilibre; alors en désignant par F et F′ les résultantes de ces forces décomposées dans les directions des mouvements des points auxquels elles sont appliquées, et par e et e' les chemins parcourus dans le même temps par ces points, on a $Fe = F'e'$. Ainsi le travail du moteur recueilli à une extrémité de la machine se transmet exactement à l'autre. On voit, d'après cela, que le travail d'un moteur ne peut pas être augmenté au moyen d'une machine, de quelque nature qu'elle soit : car, s'il n'y avait point de perte de travail ni par le frottement ni par l'ébranlement de la machine, en vertu du principe des vitesses virtuelles, le travail du moteur serait transmis intégralement au point

de la machine où se trouve appliquée la résistance. Mais, pour tous les moteurs et pour tous les modes possibles de recueillir leur action, il y a toujours une perte dans la transmission, et en outre il y a toujours dans les machines des frottements et des ébranlements qui consomment infructueusement une partie de la force motrice. Ainsi, dans toutes les machines, on ne peut utiliser qu'une certaine partie de la puissance motrice; mais, parmi les différentes dispositions qu'on peut donner à une machine, dans chaque cas particulier, il en est qui sont plus avantageuses les unes que les autres, et que la mécanique apprend à déterminer.

Les moteurs généralement employés pour faire mouvoir les machines sont les courants d'eau, le vent, la vapeur, les hommes et les animaux.

On mesure le travail des moteurs et des machines au moyen d'une unité qu'on nomme *kilogrammètre;* c'est le travail qui serait nécessaire pour élever 1 kilogramme à 1 mètre par seconde. Pour les moteurs puissants on prend pour unité le travail qui élèverait 75 kilogrammes à 1 mètre par seconde; cette nouvelle unité porte le nom de *cheval-vapeur.*

Pour mesurer le travail que peut produire une machine, on emploie une disposition très-ingénieuse qui a été imaginé par Prony, et qui porte le nom de *frein dynamométrique.* Dans presque toutes les machines, le moteur imprime un mouvement de rotation à un arbre horizontal, qui fait mouvoir les appareils destinés à produire l'effet utile. Imaginons qu'on ait supprimé les communications de l'arbre avec ces appareils, et qu'on ait enveloppé l'arbre par un manchon en bois, composé de deux parties A et B (fig. 939) réunies par des écrous; qu'au moyen de calles convenablement placées, on ait empêché le manchon de tourner avec l'arbre, et serré les écrous de manière que la vitesse de rotation de l'arbre soit celle du régime de la machine. Dans ces conditions, le travail dû au frottement représente exactement celui de la machine, et on peut facilement le mesurer. Supposons, en effet, que le frein soit pourvu d'un bras de levier C horizontal, à l'extrémité duquel se trouve un plateau de balance D, et désignons par P le poids qui placé dans ce plateau maintient le levier dans une position horizontale quand les calles sont enlevées. Le frottement F est une force qui agit tangentiellement à la circonférence de l'arbre, et dont le travail, pour 1″, est représenté par $2\pi RnF : 60$ ou par $\pi RnF : 30$, R étant le rayon de l'arbre, et n le nombre de tours qu'il fait dans une minute. La force qui lui fait équilibre et qui s'oppose à la rotation du manchon se compose : 1° du poids P, qui agit à une distance p de l'axe de rotation de l'arbre; 2° du poids Q du frein et de son levier, qu'on peut regarder comme appliqué à leur centre commun de gravité, dont nous représenterons par q la distance à l'axe de rotation. Le travail de la machine en 1″ est donc exprimé par $\pi nFR : 30$, ou par $\pi n(Pp + Qq) : 30$, car à chaque instant on a l'égalité

$FR = Pp + Qq$. Dans l'expression $\pi n (Pp + Qq) : 30$, tous les éléments, P, p, Q, q, sont de nature à être mesurés; c'est pourquoi on la substitue à $\pi n FR : 30$, dans laquelle F est tout à fait inconnu.

CHAPITRE IV.

CORPS LIQUIDES.

157. Les liquides sont, comme nous l'avons déjà dit, des corps dans lesquels les molécules sont douées d'une grande mobilité, peuvent prendre toutes les positions possibles les unes à l'égard des autres, et dont les masses peuvent se mouler dans les vases qui les contiennent, par la seule force qui résulte de leur poids. Dans ces corps, l'attraction réciproque des molécules est en équilibre avec la force élastique de la chaleur; mais les molécules sont à des distances assez considérables relativement à leur diamètre pour que l'influence de leur figure soit presque nulle, de sorte qu'elles s'attirent sensiblement comme si elles étaient sphériques.

§ 1er. *Porosité.*

158. Puisque dans les corps liquides les molécules sont à distance, il s'ensuit qu'ils sont poreux : c'est d'ailleurs ce qui résulte de ce que les liquides sont compressibles, comme nous le verrons plus tard, et de ce qu'ils éprouvent une diminution de volume par un abaissement de température. Mais ces pores sont absolument invisibles.

On peut toutefois démontrer l'existence de la porosité moléculaire des liquides par l'expérience suivante : si dans un tube de verre de 1 à 2 mètres de longueur, de 1 à 2 centimètres de diamètre, et fermé par une de ses extrémités, on introduit d'abord de l'acide sulfurique concentré, et ensuite un égal volume d'eau, de manière que ces deux liquides ne remplissent pas exactement la capacité du tube, et si, après avoir fermé la partie supérieure de ce tube en fondant le verre à la lampe d'émailleur, on le renverse à plusieurs reprises

pour mêler les deux liquides, on observe : 1° qu'il se développe de la chaleur; 2° qu'après le refroidissement, le volume de la combinaison est plus petit que la somme des volumes des deux liquides avant le mélange. Aucun atome de matière n'ayant pu s'échapper, il résulte nécessairement de cette expérience que la diminution de volume provient du rapprochement des molécules, rapprochement dû à un nouvel équilibre qui s'est établi entre les molécules des liquides mélangés. Une foule d'autres combinaisons chimiques présentent des phénomènes analogues.

§ 2. *Densité.*

159. Les liquides, comme les corps solides, n'ont pas le même poids sous le même volume. Pour ces deux espèces de corps, la définition de la densité est la même, c'est toujours : le rapport du poids du corps à son volume (l'unité de poids étant celui de l'eau renfermé dans l'unité de volume), ou le rapport du poids du corps à celui d'un égal volume d'eau. Pour obtenir ces poids et ces volumes on emploie différentes méthodes que nous décrirons successivement.

160. 1°. On pèse successivement, vide et plein d'eau distillée, un flacon fermé avec un bouchon de verre usé à l'émeri, et percé à son centre d'un petit canal, afin qu'il puisse toujours s'enfoncer de la même quantité : la différence de poids donne celui du volume d'eau que le flacon renferme. On le pèse de nouveau plein du liquide dont on veut déterminer la pesanteur spécifique, et la différence entre ce poids et celui du flacon vide donne celui du liquide. Or, dans chacune de ces opérations, le flacon ayant été exactement rempli, et le bouchon de verre enfoncé de la même quantité, le volume de l'eau est le même que celui du liquide : par conséquent, en divisant le poids de ce dernier par celui de l'eau, on obtiendra le poids spécifique cherché. Il est évident qu'avant de remplacer l'eau par le liquide dont on cherche la densité, le flacon doit être égoutté, et séché; puis bien essuyé, lorsque, après avoir été rempli exactement, on a placé le bouchon. Pour employer facilement la méthode de la double pesée dans ces diverses opérations, il faut commencer par équilibrer avec du sable ou tout autre corps le flacon renfermant le liquide le plus pesant. Alors, en remettant dans le plateau le flacon vide, les poids qu'il faut ajouter représentent exactement le poids du liquide. Si on répète l'opération avec l'autre liquide, la différence des poids qui pro-

duisent l'équilibre quand le flacon est vide et plein est évidemment le poids du deuxième liquide. On pourrait également se servir d'un flacon dont les bords supérieurs de l'orifice seraient usés à l'émeri, et que l'on fermerait avec un disque de verre.

M. Regnault a imaginé une méthode bien préférable à celles que nous venons d'indiquer, parce qu'elle permet d'opérer à une température constante, et que le volume du liquide est fixé d'une manière plus exacte. On prend un matras ou un large tube fermé par un bout (fig. 940), surmonté d'un tube capillaire terminé par un tube plus large servant d'entonnoir et fermé par un bouchon de verre; le tube capillaire porte un trait de repère *c*. L'appareil étant bien sec, on remplit le matras et une partie de l'entonnoir du liquide sur lequel on veut opérer, et on le place dans un vase rempli de glace fondante; lorsque le niveau du liquide ne change plus, le liquide a pris la température de la glace; alors on enlève avec de petites bandes de papier le liquide qui dépasse la ligne de repère *c*; enfin l'appareil retiré de la glace est essuyé et pesé.

Lorsque l'opération doit être faite avec une grande précision, il faut tenir compte de la perte de poids occasionnée par la présence de l'air, et ramener les résultats à ce qu'ils auraient été, si la température de l'eau eût été de 4° et celle du liquide de 0°; la même observation a lieu pour toutes les méthodes.

Pour faire la correction due à l'air, désignons par V le volume intérieur du vase, par P le poids de l'eau renfermée dans le vase, par P′ celui du liquide, par D la densité cherchée, et par δ celle de l'air, on aura

$$P = V(1-\delta), \text{ et } P' = V(D-\delta); \text{ d'où } D = \frac{P'+\delta(P-P')}{P}.$$

161. 2°. On suspend le corps au-dessous d'une des coupes d'une balance par un fil très-fin, et on établit l'équilibre en mettant du sable dans l'autre. Ensuite on fait plonger le corps successivement dans l'eau et dans le liquide dont on veut obtenir la densité. Les poids qu'il faut placer du côté du corps pour établir l'équilibre, représentent évidemment les poids d'un volume d'eau et du liquide égal au volume du corps : ainsi en divisant le second poids par le premier, on aura la densité cherchée.

En conservant les mêmes notations que précédemment, la formule pour la correction de l'air sera la même.

162. 3°. Une autre méthode consiste à chercher le poids d'un égal volume des différents liquides en pesant le vase renfermant le

liquide, et y plongeant un même corps qu'on y tiendrait suspendu. En effet, lorsqu'un vase contenant de l'eau est en équilibre dans le plateau d'une balance, et qu'on plonge dans le liquide un corps solide supporté par une tige que l'on tient à la main, ou qui est fixée sur un pied (fig. 69), quoique le corps n'appuie point contre les parois du vase et qu'il soit soutenu, le poids du vase augmente du poids d'un volume d'eau égal à celui du corps plongé : car le fil qui soutenait le poids total du corps avant l'immersion ne porte plus après que la différence entre ce poids et celui d'un égal volume d'eau; le liquide supporte le reste; ainsi tout se passe comme si l'espace occupé par le corps l'était par de l'eau : donc le poids total du vase doit être augmenté de celui du fluide déplacé.

163. 4°. On peut encore déterminer les densités des liquides au moyen de l'appareil fig. 70. Il est formé d'un vase A fermé de toute part, lesté par un poids B, et surmonté d'une tige déliée terminée par une capsule C. Pour se servir de cet instrument, on le plonge dans l'eau, et on met des poids dans la capsule supérieure, de manière que l'instrument s'enfonce jusqu'au point f marqué sur la tige. En désignant par P le poids de l'instrument, par p le poids additionnel, $P+p$ représente le poids d'un volume d'eau égal au volume de l'instrument jusqu'au point f. Si p' est le poids additionnel nécessaire pour effectuer l'affleurement dans le liquide dont on veut déterminer la densité, il est évident que la densité cherchée s'obtiendra en divisant $P+p'$ par $P+p$. Cet instrument a été imaginé par Fahrenheit. Plus tard Nicholson y fit une modification qui le rend propre à déterminer la densité des corps solides : nous en avons parlé [105]. On peut le construire en fer-blanc ou en cuivre, quand il est destiné à mesurer la densité de liquides qui n'agissent point sur ces corps; on peut aussi le construire en verre : alors il peut servir pour tous les liquides connus, excepté pourtant pour l'acide fluorhydrique. Il est évident que cet instrument est d'autant plus sensible que la tige est plus déliée.

164. On se sert souvent dans le commerce, pour reconnaître les différences de densités des liquides, de petits instruments qu'on désigne sous le nom d'*aréomètres* ou *pèse-liqueurs*. Les aréomètres sont ordinairement en verre; ils se composent d'une tige cylindrique AB (fig. 71 et 72), terminée par un renflement et par une boule M contenant du plomb ou du mercure destiné à lester l'appareil; le cylindre AB renferme une échelle divisée. Lorsque cet instrument est plongé dans un liquide, il se tient vertical, et s'enfonce d'autant plus

que le liquide est plus léger, car il tend à descendre avec une force égale à son poids et à monter avec une force égale à celui du volume de liquide déplacé : par conséquent, pour que cette dernière force fasse équilibre à la première, qui est constante, le volume de fluide déplacé devra être d'autant plus grand que ce fluide sera moins dense. Tous les instruments qu'on emploie dans le commerce indiquent seulement qu'un liquide est plus ou moins dense qu'un autre, mais ne donnent point leur pesanteur spécifique. Les nombres tracés sur l'échelle n'ont aucun rapport entre eux : car on détermine le zéro ou une division quelconque en plongeant l'instrument dans l'eau distillée, et un degré convenu en le plongeant dans un mélange d'eau et de sel; après quoi ont divise l'intervalle en parties égales. Par exemple, pour les aréomètres à alcool de Baumé, le 10e degré est déterminé par l'immersion de l'instrument dans de l'eau distillée, et le zéro dans une dissolution de sel marin composée de 90 parties d'eau et de 10 de sel; l'intervalle se divise en 10 parties égales, et, la longueur d'un degré étant déterminée par cette opération, on la porte en dessus et en dessous pour étendre l'échelle. Dans le pèse-sel de Baumé, le zéro est déterminé par l'eau distillée, et le 15e degré par une dissolution formée de 85 parties d'eau et de 15 de sel marin. Nous allons exposer la méthode qu'on devrait employer dans la construction de ces instruments pour qu'ils indiquassent, du moins approximativement, la densité des liquides dans lesquels ils seraient immergés.

Supposons qu'on ait pris un tube AB (fig. 73) parfaitement cylindrique, fermé à ses deux extrémités et lesté de manière qu'il se tienne vertical dans le liquide le plus léger; soit O le point d'affleurement de l'instrument plongé dans l'eau distillée; divisons l'intervale BO en 100 parties égales, et continuons la divisision jusqu'au point A. Si alors on plonge l'instrument dans un liquide quelconque et que le point d'affleurement soit au 125e degré, il en résulte évidemment qu'un volume d'eau égal à 100 pèse autant qu'un volume de liquide égal à 125, et que ce poids est égal à celui de l'instrument. Or, comme à poids égaux les densités sont en raison des volumes, la densité du liquide sera $\frac{100}{125} = 0,80$.

165. L'instrument, tel que nous venons de le décrire, serait très-embarrassant à cause de sa grande longueur; il est plus avantageux d'employer des appareils disposés comme les aréomètres du commerce. Mais on ne peut plus faire usage du même système de gra-

duation de l'échelle. Alors les méthodes suivantes fournissent une solution convenable du problème.

On leste l'intrument fig. 74 de manière qu'étant plongé dans l'eau distillée, le point d'affleurement soit en *a* au point le plus bas de la tige, si l'instrument est destiné à mesurer des densités plus petites que celle de l'eau, ou au point le plus élevé (fig. 75), si l'instrument est destiné à des liquides plus denses. Ensuite on le plonge dans un liquide dont la densité soit bien connue. Supposons que le point d'affleurement soit en *b* : les volumes de l'instrument jusqu'au point *a* et jusqu'au point *b* seront en raison inverse des densités des deux liquides. On en déduira facilement le rapport du volume du cylindre *ab* au volume de l'instrument jusqu'en *a* ; et par conséquent, si on représente ce dernier volume par 100, on saura combien de centièmes de ce volume se trouvent compris dans le cylindre *ab* : on pourra alors diviser la tige *ab* en centièmes du volume de l'instrument jusqu'au point d'affleurement dans l'eau distillée.

Soit D la densité de l'eau, D′ celle du liquide, V le volume déplacé par l'eau, V′ celui déplacé par l'autre liquide : nous aurons

$$\frac{D}{D'} = \frac{V'}{V}, \text{ et } \frac{V'-V}{V'} = \frac{D-D'}{D}.$$

166. Les instruments que nous venons de décrire sont connus sous le nom de *volumètres* ; ils donnent les volumes du même poids, et non directement les densités. Comme dans les arts il est souvent utile d'avoir des instruments qui donnent directement les densités, on pourrait écrire sur l'échelle divisée en volumes égaux les densités correspondantes. On pourrait aussi diviser l'échelle de manière à obtenir des densités croissant par centièmes ou par millièmes : alors les degrés ne seraient pas égaux.

Si on voulait diviser l'échelle de manière à obtenir les divisions correspondantes à des densités croissant successivement d'une même fraction, en désignant par V le volume de l'instrument qui plonge dans l'eau distillée, par v le volume de l'instrument submergé dans un liquide dont la densité est d, on aurait la proportion

$$V : v :: d : 1 ; \text{ d'où } v = \frac{V}{d}.$$

En donnant successivement à d différentes valeurs, on aurait les points de l'échelle, divisée en volumes égaux, qui correspondent à ces densités.

167. Indépendamment de ces instruments, qui peuvent être d'un usage général, il est souvent utile, dans les arts, d'avoir des

aréomètres particuliers dont les échelles donnent directement la proportion des mélanges qui se trouvent dans certains liquides. Ainsi, dans les fabrications des différents sels, il est très-important d'avoir des aréomètres qui indiquent de suite les quantités d'eau et de sel qui se trouvent dans une dissolution aqueuse : il en est de même des mélanges d'eau et d'alcool. M. Gay-Lussac a construit des instruments de ce genre, au moyen desquels on parvient très-facilement à trouver les quantités d'eau et d'alcool pur que renferment les eaux-de-vie : ces instruments portent le nom d'*alcoomètres*. Ils ne peuvent être construits qu'en déterminant successivement les différents points de l'échelle par des mélanges dont les proportions sont connues d'avance. Mais quand on a construit un seul appareil avec beaucoup de soin, on peut tracer les échelles de tous les autres avec une grande facilité, lorsque l'on en connaît seulement deux points. En effet, toutes les échelles doivent être semblables; par conséquent, si AB (fig. 76) est une des échelles, et si, par un point quelconque, on mène des lignes à toutes les divisions, toutes les lignes parallèles à AB seront des échelles semblables. Par conséquent, il suffit de trouver celle qui correspond à l'instrument que l'on veut graduer; or, il est évident qu'il suffit pour cela d'avoir deux points de cette échelle.

Il faut bien se souvenir que, dans les différentes méthodes que nous venons d'indiquer pour déterminer les densités des liquides, ces corps ne pouvant être à 0°, ainsi que l'eau à la température de 4°, tous les nombres obtenus par ces méthodes doivent être corrigés de l'influence de la température; mais nous n'examinerons la manière de faire ces corrections qu'après avoir étudié les lois de la dilatation.

Tableau de la densité d'un certain nombre de liquides.

Acide sulfurique	1,8409
Acide nitreux	1,550
Eau de la mer Morte	1,2403
Acide nitrique	1,2175
Eau de la mer	1,0263
Lait	1,03
Eau distillée	1,0000
Vin de Bordeaux	0,9939
Vin de Bourgogne	0,9915
Huile d'olive	0,9153
Éther hydrochlorique	0,874

Suite du Tableau.

Huile essentielle de térébenthine	0,8697
Bitume liquide, dit naphte	0,8475
Alcool absolu	0,792
Éther sulfurique	0,7155

168. *Détermination du volume d'un vase.* On peut facilement déterminer le volume d'un vase en le pesant successivement vide et plein d'eau; la différence de poids est celui de l'eau qu'il renferme, et comme un centimètre cube d'eau à 4° pèse 1 gramme, si l'opération se fait à cette température, la différence de poids estimée en grammes donnera la capacité du vase en centimètres cubes. Mais comme les opérations pourraient difficilement avoir lieu à cette température, et qu'il y a en outre, comme dans toutes les expériences faites avec les balances, une erreur provenant de ce que les pesées se font dans l'air, il faudra, quand on voudra atteindre une grande précision, effectuer des corrections que nous indiquerons.

§ 3. *Phénomènes qui résultent de la stabilité d'équilibre des molécules des corps liquides.*

169. *Compression des liquides.* Par les mêmes raisons que nous avons données [115] pour les corps solides, on conçoit que les liquides sont compressibles; mais comme les variations de volumes qu'ils peuvent éprouver sont très-petites, et qu'elles ne peuvent se manifester que sous des forces très-puissantes, il faut des instruments très-délicats pour les constater et les mesurer.

A la fin du dix-septième siècle, les académiciens de Florence firent des expériences nombreuses pour constater la diminution de volume des liquides par la compression. Ils employèrent d'abord un tube recourbé *abcd*, terminé par deux boules A et B (fig. 77) : la première était pleine d'eau, ainsi qu'une partie du tube *ab*; l'autre n'était remplie que jusqu'à l'origine du tube. Après avoir placé la boule A dans la glace fondante, ils échauffèrent la boule B : ce liquide, en se dilatant, comprimait la colonne d'air qui séparait les deux liquides, et cette pression se transmettait au liquide de la branche *ab*. Ils parvinrent ainsi à produire une pression très-forte; cependant ils n'observèrent aucune diminution appréciable du niveau *m* de l'eau dans le tube *ab*. Cet effet provenait probablement

de ce qu'une partie des vapeurs qui se formaient dans le tube échauffé se condensaient dans le tube *ab*, et augmentaient la hauteur du liquide à mesure que la compression tendait à la diminuer. Ils n'eurent pas plus de succès en comprimant de l'eau dans un tube droit par une colonne de mercure de $7^m,80$ de hauteur. Ce fut alors qu'ils remplirent d'eau une sphère d'argent exactement fermée, et qu'en la comprimant pour en diminuer le volume ils virent l'eau suinter à travers ses parois. D'après ces expériences, on admit que la compressibilité de l'eau, si toutefois elle existait, ne pouvait être constatée par l'expérience.

170. Cette opinion fut adoptée jusqu'en 1761, époque à laquelle John Canton reprit cette question importante, constata la compressibilité de l'eau, et en mesura la quantité. La première expérience de Canton consistait à prendre un tube de verre très-capillaire terminé par un réservoir d'un grand volume; il remplissait d'eau le réservoir et une partie du tube, et fermait le tube lorsque par la chaleur le liquide le remplissait entièrement : en brisant l'extrémité du tube quand le liquide était refroidi, le niveau du liquide dans le tube descendait. Canton attribuait cet effet à la pression de l'air qui rentrait dans le tube; mais on pouvait supposer qu'il était produit par l'expansion du vase : car, si on fait le vide autour du réservoir, le niveau du liquide dans le tube s'abaisse [115]. Pour éviter cette objection, Canton plaça l'appareil sous le récipient de la machine pneumatique, le tube étant ouvert. Il reconnut qu'en faisant le vide, le liquide augmentait de volume, et qu'il diminuait par la rentrée de l'air. L'appareil employé en dernier lieu par Canton consistait en un tube de verre ayant la forme d'un thermomètre ouvert à sa partie supérieure, et sa tige divisée en parties d'égale capacité, dont le volume était connu relativement à celui de la boule. L'appareil, rempli d'eau, était placé dans un récipient plein d'air, dont on augmentait ou on diminuait à volonté la force élastique. La boule et une partie du tube plongeaient dans un vase plein d'eau pour absorber la chaleur que la compression pouvait dégager. D'après ces expériences, la compression de l'eau pour chaque atmosphère était de 0,000044 de son volume. Dans ces dernières expériences, il n'y avait pas d'extension ou de contraction du vase, provenant de l'inégalité des pressions intérieures ou extérieures; mais il y avait encore un effet dont Canton ne se doutait pas : c'est la variation de volume du réservoir par suite de celle de la pression, variation qui, ainsi que nous le montrerons, est égale à celle qu'éprouverait une masse de

verre ayant pour volume le volume intérieur du vase. Ainsi la capacité du réservoir changeait en sens contraire de la pression; et comme le résultat de ces variations est opposé à l'effet observé par Canton, il s'ensuit évidemment que ce dernier était dû à la compression du liquide diminué de la variation de volume du réservoir.

171. En 1819, M. Perkins fit de nouvelles expériences sur la compressibilité de l'eau au moyen de l'appareil fig. 78, qu'il désigna sous le nom de *piézomètre*. ABC est un cylindre de 81 millimètres de diamètre sur 487 de longueur. L'extrémité B est hermétiquement fermée; l'autre reçoit un bouchon métallique D, fermant à vis. La tige cylindrique EF, de 9 millimètres, traverse une boîte à cuir G; elle porte un anneau *a* mobile mais avec un frottement assez dur pour qu'en le soulevant il reste adhérent au même point. Après avoir rempli cet appareil d'eau, M. Perkins le plaçait dans un canon de fonte sans lumière disposé verticalement. L'embouchure était fermée par un bouchon à vis, portant une pompe foulante, et une soupape destinée à mesurer la pression; la charge de la soupape équivalait à 100 atmosphères. Après avoir comprimé l'eau jusqu'à ce que la soupape fût soulevée, on retira le piézomètre, et on reconnut que l'anneau mobile s'était élevé à 216 millimètres : la tige avait donc pénétré dans le cylindre de cette quantité, ce qui indiquait une diminution de volume d'environ 0,000026 par chaque atmosphère. Cette expérience fut répétée en plongeant l'appareil dans la mer à une profondeur de 915 mètres, où il supportait une pression de 100 atmosphères environ : l'anneau s'éleva encore de 216 millimètres. Comme, dans ces expériences, le frottement produit sur le plongeur par l'affaissement du cuir pouvait avoir de l'influence, M. Perkins arrangea l'appareil d'une autre manière : il prit un petit tube parfaitement imperméable à l'eau; et introduisit le liquide par un petit orifice muni d'une soupape très-sensible, fermant de dedans en dehors; le tube fut pesé exactement, placé dans de l'eau soumise à une pression connue; puis après, retiré et pesé de nouveau; l'augmentation de poids représentait celui de l'eau que la pression avait introduite dans l'appareil et que la soupape empêchait de sortir; le volume de cette eau pouvait, par conséquent, être pris pour mesure de la compression apparente du liquide. Sous une charge de 36 atmosphères, l'augmentation de poids fut telle que pour chaque atmosphère il en résultait une compression de 0,000048.

172. En 1823, M. Œrsted reprit le sujet traité par Canton et par Perkins, en se servant d'une disposition analogue à celle que le premier avait employée. L'appareil de M. Œrsted est représenté fig. 79. ABCD est la section verticale d'un cylindre de verre fermé en AB par une monture de cuivre, sur laquelle s'ajuste à vis le corps de pompe EFGH; IK est une vis qui sert à enfoncer et à élever le piston *m*; *vs* un tube destiné à introduire l'eau dans le corps de pompe après que le cylindre a d'abord été rempli; *t* le robinet qui ferme ce tuyau. L'ouverture latérale *u* du corps de pompe permet à l'air de sortir pendant que l'eau entre par le tuyau *vs*; mais aussitôt que le piston descend, il ferme cette ouverture. *ab* est un vase de verre terminé par un tuyau capillaire *cd* : c'est dans cet appareil qu'on place le liquide dont on veut mesurer la compression. La partie *cd* est divisée en parties d'égale capacité, dont le rapport à celle du réservoir est connu. Le tube calibré *ef* ouvert par le bas renferme de l'air, qui par la diminution de son volume sert à mesurer la pression communiquée à l'eau; *i* est un liége fixé par deux fils de soie à la monture de laiton, et destiné à retirer l'appareil du cylindre, quand cela devient nécessaire. Avant d'introduire le piézomètre *abc*, on le remplit du liquide que l'on veut comprimer, et on met dans l'entonnoir qui termine le tube une bulle de mercure qui sert d'index. Au moyen de ces dispositions, M. Œrsted a trouvé que la compression de l'eau purgée d'air était de 0,000045 pour chaque atmosphère.

Pour éviter que l'eau extérieure ne puisse s'introduire dans le piézomètre en passant entre le mercure et le tube capillaire, M. Despretz, dans des recherches inédites sur la compression des liquides, surmontait le tube capillaire d'un tube plus large, recourbé, et plein d'air qui communiquait la pression à la colonne de mercure.

173. Dans les expériences que nous venons de rapporter, Canton n'avait opéré que sous des pressions qui n'excédaient pas trois atmosphères; M. Œrsted était allé jusqu'à six et demie; et M. Perkins à de très-fortes pressions, mais la méthode employée pour les mesurer n'était pas susceptible d'une grande exactitude; d'ailleurs toutes ces expériences n'avaient eu lieu que sur l'eau, et aucun des observateurs n'avait tenu compte de la compression des vases. Ainsi il restait à déterminer : d'abord la loi de compression des liquides en faisant varier les pressions entre des limites fort étendues, et opérant sur des liquides différents; ensuite la valeur

absolue de la compression pour chacun d'eux; et cela en évitant les causes d'erreur qui peuvent se présenter, ou en déterminant leur influence sur les résultats obtenus. C'est ce qu'ont fait MM. Colladon et Sturm dans un mémoire couronné par l'Académie des sciences en 1827. C'est de ce mémoire que nous avons extrait ce qui suit.

Le liquide qui devait être soumis à l'observation était renfermé dans un appareil semblable à celui de la figure 70; mais l'extrémité inférieure du réservoir *ab* était ouverte, afin qu'on pût introduire le liquide dans l'instrument sans employer l'action de la chaleur; cette ouverture se fermait après. Canton et M. Œrsted s'étaient servis d'un index de mercure; mais ce moyen a beaucoup d'inconvénients, à cause de la difficulté que le mercure éprouve à se mouvoir dans des tubes très-capillaires, et parce qu'il existe des liquides qui divisent la bulle de mercure. Cet index fut remplacé par une bulle d'air, ou par une bulle de carbure de soufre, lorsque les expériences étaient faites sur des corps qui attirent l'humidité de l'air, comme l'acide sulfurique et l'acide nitrique. L'instrument se plaçait dans un gros tube de verre de 12 décimètres et fort épais, muni d'une virole en cuivre sur laquelle on vissait une pompe foulante. A côté du piézomètre se trouvait un thermomètre. L'extrémité fermée du cylindre de verre était renfermée dans une caisse de tôle de 50 décimètres cubes, et pleine d'eau, afin d'absorber la petite quantité de chaleur qui se développe par la compression. Dans les premières expériences, la pression s'estimait à l'aide d'un tube de 12^{m},3, dont l'extrémité inférieure plongeait dans une caisse pleine de mercure, et communiquait avec le réservoir qui contenait le piézomètre. Mais cette disposition fut ensuite remplacée par un manomètre à air.

Avant de donner les résultats auxquels MM. Colladon et Sturm sont parvenus, il est nécessaire de faire connaître une correction importante que doit subir la contraction observée : c'est celle qui résulte de la compression du verre.

174. Dans les expériences dont il s'agit, le verre est pressé intérieurement et extérieurement avec des forces égales : il semblerait d'après cela que le volume intérieur dût augmenter d'une partie de la diminution d'épaisseur qu'éprouve la lame de verre qui forme le vase. Mais il n'en est pas ainsi : la capacité intérieure du vase éprouve la même diminution que subirait une masse compacte de verre ayant la même forme, le même volume et soumise à la même pression. En effet, si le vase était exactement rempli par une masse

de verre, la couche extérieure de cette masse qui serait immédiatement en contact avec la surface intérieure du vase devrait, par sa réaction, exercer une pression parfaitement égale à celle qui est produite dans le vase creux par le liquide. Par conséquent, une masse solide, pressée en dehors par une force quelconque, éprouve la même diminution de volume qu'un vase creux de même forme pressé en dedans et en dehors par la même force. MM. Colladon et Sturm ont mesuré avec beaucoup de précision l'allongement d'une tige cylindrique de verre sous des tensions connues, et, par suite, ils ont déterminé la correction que la contraction apparente devait éprouver. Il résulte de leur expérience que la diminution de volume, pour une atmosphère, est de 33 dix-millionièmes du volume primitif. Cette contraction devra évidemment être ajoutée à la contraction apparente du liquide pour donner la contraction telle qu'elle serait dans un vase incompressible.

175. Lorsqu'une pression s'exerce sur toute la surface d'un corps homogène de forme quelconque, et produit une contraction linéaire δ, la même compression, appliquée seulement aux extrémités d'un cylindre de la même matière, dont le rayon est très-petit et la surface latérale entièrement libre, produira une contraction double ou égale à 2δ dans le sens de la longueur (M. Poisson). MM. Colladon et Sturm ont pris pour la contraction cubique du verre le triple de la contraction linéaire : ils auraient dû prendre seulement les 3/2; mais, cette erreur étant très-petite, nous l'avons laissée subsister dans le tableau qui suit.

176. D'après les résultats des expériences faites de 1 à 24 atmosphères, la contraction pour un même accroissement de pression diminue sensiblement à mesure que la pression est plus grande. Le tableau suivant donne la valeur absolue de ces contractions pour une atmosphère.

Contraction absolue pour une atmosphère.

Mercure à 0°	5,03	millionièmes.
Eau distillée privée d'air à 0°	51,3	
Eau distillée non privé d'air à 0°	49,5	
Alcool à 11°,6 (pour la 2e)	96,2	
Id. (pour la 9e)	93,5	
Id. (pour la 21e)	89,0	
Éther sulfurique à 0°, de 1 à 3	133,0	
Id. de 3 à 24	122,0	
Éther sulfurique à 11°,4, de 1 à 3	150,0	
Id. de 3 à 24	141,0	

Suite de la contraction absolue pour une atmosphère.

Eau saturée d'ammoniaque à 10°.....	38,0 millionièmes.
Éther nitrique concentré à 0°.....	71,5
Éther acétique à 12°.....	79,3
Id.....	71,3
Éther hydrochlorique, à 11°,2, de 1 à 3.....	85,9
Id. de 6 à 12.....	82,25
Acide acétique à 0°.....	42,2
Acide sulfurique à 0°.....	32,0
Acide nitrique à 2°,403 de densité.....	32,2
Essence de térébenthine à 0°.....	73,0

Dans les expériences que nous venons de rapporter la pression n'a pas dépassé 30 atmosphères. M. Aimé a repris récemment la question en élevant la pression jusqu'à 220 atmosphères : c'est en descendant les appareils dans la mer qu'il est parvenu à produire cette énorme pression. Nous renvoyons aux *Annales de Chimie et de Physique*, t. VIII, pour la description des appareils et des procédés d'expériences. Nous dirons seulement que M. Aimé a reconnu que les compressions étaient proportionnelles aux pressions, et que les nombres qu'il a obtenus pour la compression des liquides à 12°,6, sont un peu supérieurs à ceux que MM. Sturm et Colladon ont obtenus à la température de 0°.

177. *Élasticité.* Les liquides étant compressibles, il en résulte qu'ils doivent être élastiques. Nous verrons plus tard, en effet, que c'est à leur élasticité que les liquides doivent la propriété de propager les sons. Mais indépendamment de l'élasticité due à leur compressibilité, les liquides sont quelquefois élastiques par la stabilité de la forme qu'ils affectent : par exemple, lorsqu'un liquide est répandu sur un corps qu'il ne peut pas mouiller, il se met en petites masses sensiblement sphériques, et d'autant plus qu'elles sont moins volumineuses; si ces globules viennent frapper un corps, ils s'aplatissent, et le retour à leur forme primitive les fait rejaillir avec une force plus ou moins considérable. C'est ce qu'on peut facilement observer sur des globules de mercure qu'on agite dans un vase de verre, sur des bulles d'eau couvertes de poussière, etc.

178. *Viscosité.* Dans les liquides, les molécules ne s'attirent pas exactement comme si elles étaient sphériques : par conséquent, pour se mouvoir les unes autour des autres, elles éprouvent une certaine résistance. C'est ce défaut de mobilité parfaite qu'on désigne sous le nom de viscosité.

179. *Cohésion.* Les molécules des corps liquides étant en équilibre stable, relativement à la distance de leurs centres de gravité, il en résulte qu'il faut toujours employer une force plus ou moins considérable pour faire varier cette distance. Nous avons déjà reconnu, en effet, que pour comprimer les liquides, et, par conséquent, pour diminuer la distance des molécules, il fallait employer des forces très-puissantes; on peut aussi démontrer qu'elles résistent aux forces qui tendent à les séparer. C'est à cette résistance, qui ne se développe qu'à mesure qu'on éloigne les molécules, qu'on doit donner le nom de cohésion.

On peut rendre sensible la cohésion des liquides par l'expérience suivante. Si à la partie inférieure d'un plateau de balance on suspend horizontalement des disques de différente nature, et qu'après avoir établi l'équilibre, on applique ces disques sur la surface d'un liquide quelconque, on observe que pour séparer ces disques du liquide il faut employer une certaine force facilement mesurable au moyen de poids placés dans le plateau opposé. Or, lorsque la matière du disque ne peut pas être mouillée par le liquide, si, par exemple, le disque est de verre et le liquide du mercure, c'est le disque qui se sépare du liquide, et la force employée pour cela mesure l'adhérence de ces deux substances; mais si le disque peut être mouillé, après sa séparation il est encore couvert d'une couche de liquide, et c'est réellement cette couche liquide qui s'est séparée de la surface du bain : aussi on remarque que la force nécessaire pour séparer le disque est la même, quelle que soit la substance dont il est formé, pourvu qu'elle puisse être mouillée et que l'étendue de sa surface ne change pas. La force employée dans ce cas peut donc servir à mesurer la cohésion du liquide. Dans les expériences faites par M. Gay-Lussac à 8°, le disque avait $118^{mm},366$ de diamètre; les poids pour produire la séparation avec l'eau, l'alcool à 0,8196 et 0,9415 et l'essence de térébenthine, ont été de $59^{g},40$, $31^{g},08$, $37^{g},15$ et de $34^{g},10$.

Quand le disque ne peut pas être mouillé, l'expérience est difficile à faire : le poids semble varier avec le temps qu'on met à l'augmenter. Avec le mercure le disque précédent en cuivre jaune a exigé de 158 à 296 grammes, suivant la manière de charger le plateau. On admet que ces poids, qui sont toujours beaucoup plus petits que la pression de l'air sur l'étendue des surfaces en contact, mesurent l'adhérence de la plaque et du liquide; mais par cela seul que la pression de l'air ne s'oppose pas à la séparation des deux corps, il

faut qu'il existe entre eux une lame d'air très-mince qui transmette la pression sur chacune des deux surfaces en regard. Alors cette lame d'air s'oppose au contact réel, et par conséquent l'effet nécessaire pour séparer les deux corps n'est qu'une fraction très-petite de l'adhérence qui se manifesterait si le contact était immédiat.

D'après M. Donny, préparateur à l'université de Gand, les expériences de la nature de celles que nous venons de rapporter ne mesurent pas l'adhérence des liquides, attendu que quand le plateau s'éloigne de la surface du liquide, le prisme soulevé diminue constamment de diamètre de manière à se réduire à un filet très-mince. Pour observer ce phénomène, il faut rendre le disque parfaitement immobile, et abaisser progressivement, au moyen d'une vis à pas très-resserré, le vase qui contient le liquide.

L'expérience suivante de M. Donny prouve qu'on n'a pas encore des idées bien exactes sur la valeur de la cohésion des liquides. Si on prend un tube de verre de 1 centimètre de diamètre, recourbé de manière à former deux branches parallèles d'environ $1^m,30$ de longueur, et qu'après avoir fermé l'une d'elles on la remplisse d'acide sulfurique concentré bien purgé d'air, de manière que le liquide ne s'élève dans la branche ouverte qu'à quelques centimètres; la colonne d'acide sulfurique sera maintenue dans la première par la pression de l'atmosphère qui agit dans la branche ouverte [280], et par conséquent elle devrait descendre si on supprimait cette pression; mais si à l'aide d'une machine pneumatique on la supprime en effet, la colonne reste suspendue dans le tube, et cet effet ne peut être attribué qu'à la cohésion du liquide. D'autres faits que nous rapporterons en parlant de l'ébullition viendront encore confirmer cette opinion, que la cohésion des liquides est bien plus grande et joue un rôle bien plus important qu'on ne l'avait supposé jusqu'ici.

§ 4. *Équilibre des corps liquides.*

180. *Principes sur lesquels sont fondées les lois de l'équilibre des liquides.* Dans la recherche des lois de l'équilibre des liquides, on admet : 1° que ces corps sont incompressibles; 2° que leurs molécules sont douées d'une mobilité parfaite; 3° qu'ils communiquent également dans tous les sens la pression qu'on exerce en un point quelconque de leur surface.

D'après ce que nous avons vu [172], les liquides sont réellement

compressibles; mais comme ils ne le sont que fort peu, même lorsqu'ils sont soumis à des forces considérables, on peut presque toujours les regarder comme absolument incompressibles. La mobilité extrême qu'on admet dans les liquides est encore une propriété dont ils ne jouissent jamais d'une manière absolue, car tous sont plus ou moins visqueux; mais comme il est impossible d'avoir égard à cette viscosité, on la regarde comme nulle. Quant à la propriété de communiquer également la pression dans tous les sens, c'est un résultat de l'observation que nous avons déjà admis implicitement en parlant de la compressibilité, mais sur lequel nous devons revenir, car il est important d'en bien comprendre la nature. Pour cela considérons une masse liquide sans pesanteur, renfermée dans un vase de forme quelconque (fig. 80); supposons que sur différentes faces on ait pratiqué des ouvertures, et que dans chacune de ces ouvertures on ait placé un piston. En appliquant une force quelconque, dirigée de dehors en dedans, à un des pistons, le liquide transmettra cette force en sens contraire et en totalité sur toute la face intérieure des autres pistons, de sorte que, si les pistons avaient des surfaces égales, et qu'on leur appliquât des forces égales, toutes ces forces, par l'intermédiaire du liquide, se feraient mutuellement équilibre.

On peut mettre en évidence la propriété des liquides dont il est question au moyen de l'expérience suivante. Un cylindre AB (fig. 81), dans lequel se meut le piston M, est terminé par une sphère C, garnie d'un grand nombre de petits tuyaux perpendiculaires à sa surface; en plongeant l'extrémité A dans un liquide quelconque et élevant le piston, le liquide s'introduit dans le cylindre, et en abaissant le piston, le liquide jaillit par tous les tuyaux : par conséquent, la pression appliquée immédiatement par le piston à la surface du liquide se transmet dans toutes les directions.

181. *Équilibre d'une masse liquide qui n'est soumise à aucune action étrangère.* Considérons une masse liquide entièrement dépourvue de viscosité et seulement soumise à l'action de ses molécules. Ces dernières jouissant d'une mobilité absolue, et s'attirant comme si elles étaient sphériques, la masse prendra elle-même la forme sphérique : car il n'y a pas de raison pour que la figure que prendra la masse soit disposée d'une certaine manière, dans un sens plutôt que dans un autre; et il n'y a pas que la forme sphérique qui satisfasse à cette condition de symétrie dans tous les sens. Mais lorsque le liquide est visqueux, cette viscosité diminue la mobilité des molé-

cules, et l'équilibre devient possible sous des formes d'autant plus différentes de la sphère que la viscosité est plus grande.

De très-simples considérations et des observations qui se présentent journellement nous montrent cette tendance des liquides à prendre la forme sphérique. En effet, à la surface de la terre, la forme que prend une masse liquide résulte de l'action réciproque de ses parties et de celle de la pesanteur; à mesure que la masse décroît, le poids diminuant dans le même rapport, doit avoir une influence de plus en plus petite, et, par conséquent, la masse doit prendre une forme toujours plus voisine de celle qu'elle aurait si elle était complétement soustraite à l'attraction terrestre. Or, tous les liquides placés sur des corps qu'ils ne peuvent pas mouiller, le mercure sur le verre, l'eau sur un corps gras, etc., tendent à prendre la forme sphérique d'autant plus exactement que leur masse est plus petite.

M. Plateau est parvenu, par une méthode très-simple, à soustraire certains liquides à l'action de la pesanteur, et à constater que, sous des volumes assez considérables, ils prennent alors exactement la forme sphérique. Les expériences en question consistent à introduire à l'aide d'un entonnoir à long bec, une huile grasse au milieu d'un flacon rempli d'un mélange d'eau et d'alcool ayant la même densité que l'huile; ce liquide étant soutenu par une force égale à son poids se comporte comme s'il n'était pas pesant, et forme des masses exactement sphériques dont on peut facilement porter le diamètre jusqu'à 6 ou 7 centimètres. Pour pouvoir reconnaître l'égalité des diamètres dans tous les sens, il est nécessaire d'employer des vases formés par des glaces planes, car dans des vases cylindriques le diamètre perpendiculaire à la courbure, paraît toujours plus grand que les autres.

182. Lorsqu'une masse sphérique liquide, qui n'est soumise à aucune action étrangère, tourne autour d'un axe passant par son centre, tous les points de sa surface faisant leur révolution dans le même temps, il en résulte que la force centrifuge est à son maximum à l'équateur, d'où elle va en décroissant jusqu'aux pôles, où elle est nulle [37]. A l'équateur elle est directement opposée à l'action centrale et diminue la pression que les molécules exercent les unes sur les autres en vertu de leur attraction; par conséquent, la pression restante ne pourra plus faire équilibre à celle qui existe aux pôles et qui n'est point altérée par la rotation : alors il arrivera nécessairement que la masse sphérique s'aplatira jusqu'à ce que l'augmentation de pression à l'équa-

teur due à l'accumulation de la matière compense la force centrifuge. Nous pouvons rendre cette conclusion plus évidente au moyen du principe suivant, dont nous ferons souvent usage. Toutes les fois qu'un système de corps est en équilibre, on peut toujours, sans le troubler, supposer qu'un certain nombre de ces corps soient fixés invariablement ou liés entre eux d'une manière quelconque. Ainsi, dans une masse liquide, on peut toujours, sans que l'équilibre soit dérangé, supposer qu'une partie quelconque soit solidifiée; la masse restée liquide sera en équilibre contre les parois résistantes de la masse solidifiée, comme elle l'était avant contre cette matière à l'état liquide : car la réaction de la masse solide sera exactement égale à la pression que le liquide exercera sur elle; par conséquent, elle agira dans l'équilibre de la matière restée fluide, de la même manière qu'avant sa solidification. D'après cela, imaginons dans l'intérieur de la sphère liquide un canal à paroi solide *abc* (fig. 82), dirigé d'abord suivant un rayon de l'équateur, et qui au centre se relève à angle droit pour aller aboutir à un des pôles. Le fluide renfermé dans ce canal devra être en équilibre; mais pour cela il faut que les pressions exercées au centre soient égales; or, ces pressions, étant dues à l'attraction des molécules vers le centre, croîtront avec la longueur des colonnes liquides. Tant que la masse restera en repos, ces colonnes devront avoir la même longueur; mais, si on suppose la masse sphérique en mouvement autour de *cd*, la force centrifuge diminuera la pression au point *a* sans altérer la pression au point *c*; par conséquent, la colonne liquide qui aboutit au pôle descendra, et celle de l'équateur s'allongera jusqu'à ce que la différence de longueur compense la force centrifuge. Il est facile de voir qu'il en sera de même de tous les autres points $a'a''$..., qui tous devront aussi s'écarter de l'axe, mais d'autant moins qu'ils en sont moins éloignés, et que la masse sphérique devra prendre la forme aplatie indiquée par la figure.

183. Si on supposait que la terre ait été originairement liquide, son aplatissement serait une conséquence de sa rotation. En calculant celui qu'elle aurait dû éprouver d'après sa vitesse de rotation, Newton avait trouvé, dans l'hypothèse où la masse serait homogène, que le diamètre des pôles devrait être à celui de l'équateur dans le rapport de 229 à 230; aplatissement beaucoup plus considérable que celui qu'on a déduit de la mesure directe des méridiens. Cette différence provient de ce que la terre n'est point homogène, comme Newton l'avait supposé : car sa densité moyenne 5,12 [114]

est beaucoup plus considérable que celle des corps qui sont à la surface : par conséquent, la densité des couches intérieures doit être plus grande que la densité moyenne.

184. *Conditions d'équilibre des fluides soumis à des forces quelconques.* Lorsqu'une masse liquide homogène sollicitée par des forces quelconques est en équilibre, la résultante de toutes celles qui agissent sur un point quelconque de la surface libre est perpendiculaire à cette surface. Si la masse est composée de plusieurs liquides d'inégale densité, l'équilibre ne peut exister qu'autant que les liquides sont disposés par couches d'égale densité, terminées par des surfaces qui, en chaque point, sont perpendiculaires à la résultante des forces dont il supporte l'action.

Les conditions auxquelles doit satisfaire une masse fluide en équilibre, résultent de ce qu'un liquide ne peut résister que perpendiculairement à sa surface : car si une molécule de cette surface était sollicitée par une force oblique, elle pourrait se décomposer en deux : l'une perpendiculaire, qui serait détruite ; l'autre tangente, qui obtiendrait tout son effet.

Équilibre des liquides pesants renfermés dans des vases d'une grande capacité.

185. *Équilibre d'une masse liquide homogène.* D'après la loi d'équilibre que nous venons d'énoncer, un liquide pesant, en repos, doit être terminé par une surface perpendiculaire aux verticales de tous ses points, puisque chacun d'eux est sollicité par la pesanteur dans cette direction. Il résulte de là que toutes les eaux stagnantes sont terminées par des surfaces qui suivent la courbure de la terre ; mais, lorsque ces surfaces n'ont pas une très-grande étendue, on peut les regarder comme sensiblement planes.

186. *Équilibre d'une masse composée de plusieurs liquides.* Il suit encore de la loi d'équilibre des liquides hétérogènes que, si un vase renferme plusieurs fluides d'inégales densités, et qui ne peuvent pas se mêler, l'équilibre ne peut exister qu'autant que ces différents fluides sont disposés en couches parallèles, terminées par des surfaces de niveau ; peu importe d'ailleurs dans quel ordre ils se trouvent placés. Mais, pour que l'équilibre soit stable, il faut nécessairement que les couches les plus denses occupent la partie inférieure : car alors seulement le centre de gravité sera le plus bas possible, et nous avons vu [60] que c'était en cela que consistait la condition de la stabilité de l'équilibre des corps pesants.

187. *Pressions produites par les liquides pesants en équilibre.* Nous avons examiné précédemment comment un liquide que l'on supposerait dépourvu de pesanteur, et qui serait contenu dans un vase fermé de toutes parts, transmettrait la pression que l'on exercerait en un point quelconque de sa surface. Voyons maintenant comment les pressions qui résultent de sa propre pesanteur se distribuent, non-seulement sur les molécules elles-mêmes, mais sur les parois du vase qui le renferme.

Considérons une masse d'un liquide homogène renfermé dans un vase de forme quelconque (fig. 83), et cherchons quelles pressions la molécule *m* devra éprouver par suite de sa propre pesanteur et de celle des molécules qui l'environnent. Nous avons déjà démontré que, quand une masse liquide est en repos, on peut toujours supposer une partie quelconque de la masse solidifiée sans que l'équilibre soit troublé. Cela posé, concevons un petit canal vertical qui contienne seulement une file de molécules, et qui se termine au point *n* à la surface du liquide, et admettons que tout le reste de la masse soit solidifié : les pressions que supporte la molécule *m* resteront les mêmes. Or, dans l'état actuel, elle supporte évidemment le poids de toute la file de molécules : donc, avant la solidification, elle supportait la même pression verticale; et comme la molécule reste en repos, il faut nécessairement qu'elle soit autant pressée en sens contraire par le fluide inférieur. Si maintenant on se figure un petit canal *mpq*, toujours composé d'une seule file de molécules, et qui vienne aboutir d'un côté à la surface libre du liquide, de l'autre sur une face latérale de la molécule, la pression horizontale exercée par les molécules renfermées dans ce petit canal sera encore évidemment égale au poids des molécules contenues dans la partie verticale du canal, et les molécules environnantes devront nécessairement exercer une réaction égale et en sens contraire. Enfin, si on conçoit un petit canal *mrt* ou *mst*, toujours formé d'une seule file de molécules, et dont un des côtés, *mr* ou *ms*, soit incliné d'une manière quelconque, on démontrera facilement que la pression exercée sur la molécule dans la direction *rm* ou *sm* est égale au poids des molécules renfermées dans le canal vertical *mn* : car, par exemple, pour le canal *mrt*, en menant l'horizontale *mn*, la pression se compose du poids de *tu*, plus celui de *ur*, moins la pression due à la composante verticale de la colonne *rm* : or cette dernière pression est évidemment égale au poids de la colonne *ur*.

Ainsi la pression supportée par la molécule *m* dans la direction *rm* ou *sm* est encore égale au poids des molécules renfermées dans le canal vertical *mn* ayant pour longueur la distance de cette molécule à la surface. Il est facile de voir que tous ces raisonnements seraient encore les mêmes si la verticale passant par la molécule ne rencontrait pas la surface : s'il s'agissait, par exemple, de la molécule *m'*, on recourberait le canal horizontalement pour le faire arriver à la surface, et les parties horizontales ne feraient que transmettre les pressions des parties verticales, sans les altérer.

Nous pouvons donc conclure qu'une molécule quelconque d'une masse liquide éprouve dans tous les sens une pression égale au poids d'un cylindre vertical du liquide qui aurait pour base cette molécule, et pour hauteur sa distance à la surface libre du liquide. De là résultent plusieurs conséquences remarquables :

1°. Tous les points d'une tranche horizontale quelconque d'une masse liquide homogène supportent la même pression.

2°. La somme des pressions supportées par une tranche horizontale est égale au poids d'un cylindre liquide qui aurait pour base la surface de la tranche et pour hauteur la distance de cette tranche au niveau du liquide.

3°. La pression exercée sur une étendue très-petite d'une paroi horizontale, verticale ou inclinée, est perpendiculaire à cette paroi : car cette pression doit être détruite par cette surface, qui ne peut résister que perpendiculairement à sa direction. De plus cette pression est égale au poids d'un cylindre liquide qui aurait pour base la petite partie de la paroi que l'on considère, et pour hauteur sa distance à la surface du liquide.

4°. Les pressions étant égales sur tous les points de la paroi horizontale inférieure d'un vase, la pression totale qu'elle supporte est égale au poids d'un cylindre liquide qui aurait pour base cette paroi, et pour hauteur celle du liquide dans le vase; de sorte que cette pression reste la même, quelle que soit la forme du vase, pourvu que l'étendue du fond du vase et la hauteur du liquide ne changent pas. Cette dernière conséquence peut être démontrée directement de la manière suivante : considérons un vase ABCD (fig. 84) plein d'un liquide quelconque; prenons sur le fond une étendue quelconque EF, et sur cette base élevons un cylindre vertical EFGH : si nous imaginons que le liquide environnant soit solidifié, il est évident que la pression sur EF sera égale au poids de la colonne liquide EFGH. Maintenant élevons sur la base EF une

paroi continue d'une forme quelconque EFMN, et supposons que le liquide extérieur à cette paroi soit aussi congelé : la pression sur EF ne sera point changée. Or, elle était d'abord égale au poids du cylindre liquide EFGH; elle le sera donc encore, quelle que soit la forme du vase EFMN, qu'il soit retréci ou évasé supérieurement, ou qu'il ait une forme quelconque.

188. Toutes ces conséquences sont d'une grande importance, plusieurs même paraîtront d'abord paradoxales : c'est pourquoi il est nécessaire de voir si l'expérience les confirme.

Pour constater l'existence et l'égalité des pressions qui se manifestent dans l'intérieur d'un liquide autour d'un même point dans toutes les directions, et pour trouver la valeur de cette pression, l'expérience qui paraît la plus concluante consiste à plonger dans un vase rempli d'un liquide quelconque (fig. 85) de petits cylindres de verre, ouverts inférieurement dans toutes sortes de directions; le liquide se tient dans chacun d'eux à la hauteur du liquide extérieur. Or, à chaque orifice, l'eau renfermée dans le tube tend à s'écouler par une pression égale au poids du liquide renfermé dans le tube au-dessus du centre de l'orifice : par conséquent, si chacun d'eux reste plein, il faut nécessairement que la tranche de liquide qui se trouve à l'orifice soit pressée en sens contraire par le liquide environnant avec une force égale. Quant à la pression contre chaque point des parois, on peut la constater au moyen de l'appareil fig. 86. Cet appareil consiste en un vase percé latéralement de différentes ouvertures munies de tubes cylindriques qui se relèvent verticalement; quand on met dans le vase un liquide quelconque, celui-ci s'élève dans les tubes à la hauteur du niveau extérieur. Or, la pression du liquide renfermé dans les tubes cylindriques, contre la tranche de liquide située sur le prolongement de la paroi, est égale au poids du liquide renfermé dans le tube, à partir du niveau du centre de l'orifice : il s'ensuit que la pression contre cette tranche, pression qui est la même que si la paroi était continuée, est bien égale au poids d'une colonne liquide qui aboutirait à la paroi, et qui s'élèverait jusqu'à la surface du liquide dans le vase. Dans toutes ces expériences il faut employer des tubes d'un diamètre un peu grand pour éviter une action que nous examinerons bientôt, dont l'effet serait de faire varier la hauteur du liquide.

On pourrait également démontrer l'existence et trouver la mesure de ces pressions sans employer de liquides; par exemple, pour mesurer la pression qui se manifeste sur une paroi horizontale *ab*

(fig. 87), on prendrait un tube de verre *cdef*, fixé au milieu d'un vase, et on dresserait ses bords inférieurs de manière que le cylindre pût être exactement fermé par la plaque *ab*. Si, après avoir placé ce disque, que l'on soutiendrait d'une manière quelconque, on remplit le vase d'eau, non-seulement le disque se maintient de lui-même, mais il faut exercer en dedans du tube une pression plus ou moins forte pour le détacher. En plaçant sur le disque un petit trépied terminé par une capsule, on pourra charger celle-ci de poids jusqu'à ce que la plaque se détache et tombe. La pression qui produit cet effet est composée du poids du disque, de celui du trépied et de sa capsule, et enfin des poids ajoutés. On reconnaît que la somme de tous ces poids est égale au poids d'un cylindre d'eau qui aurait pour base celle du cylindre, et pour hauteur celle du liquide extérieur au-dessus de la face inférieure du disque. Au moyen d'une disposition analogue on constaterait que le liquide exerce des pressions égales dans tous les sens.

Quant à la pression sur le fond des vases, il résulte de la théorie qu'elle ne dépend que de l'étendue de la paroi et de la hauteur du liquide au-dessus de cette paroi, et qu'elle est égale au poids d'un cylindre de liquide qui aurait pour base l'étendue de la paroi, et pour hauteur celle du liquide dans le vase. Il suit de là que, si trois vases (fig. 88, 89 et 90), ayant des bases égales, renfermaient un même liquide à la même hauteur, les pressions sur les bases seraient les mêmes.

On peut constater ce fait par plusieurs expériences que nous croyons devoir rapporter. Si on plonge dans un vase ABCD (fig. 91), à la même profondeur, des tubes *abcd*, $a'b'c'd'$, $a''b''c''d''$, ouverts par les deux bouts, et ayant même orifice inférieur, le liquide se tiendra au même niveau en dedans et en dehors. Or, pour qu'il en soit ainsi, il faut nécessairement que les tranches liquides *ab*, $a'b'$, $a''b''$, soient pressées par le liquide environnant, de manière à soutenir la pression que le liquide renfermé dans chacun des vases exerce sur cette tranche; mais il est évident que dans chaque tranche horizontale du liquide la pression est la même dans toute son étendue : par conséquent, les tranches liquides *ab*, $a'b'$, $a''b''$, sont pressées de bas en haut avec la même force; donc les pressions exercées par le liquide renfermé dans les vases sont égales.

Pour rendre encore plus évident le fait dont il s'agit, on peut se servir de l'appareil suivant. ABCD (fig. 92) est une caisse en bois, surmontée d'un petit cylindre EFGH, dans lequel se meut libre-

ment un piston MN, soutenu par un cordon attaché à l'extrémité du fléau d'une balance; sur ce cylindre on monte à vis des vases de différentes formes, on les remplit d'un liquide quelconque, et on mesure, par les poids qu'on est obligé de placer dans la coupe P pour soutenir le piston MN, la pression que le liquide exerce sur la paroi horizontale inférieure et commune de tous ces vases. On trouve ainsi que les poids sont égaux, quelle que soit la forme du vase, pourvu que le liquide y soit à la même hauteur.

L'appareil est susceptible de recevoir une disposition plus commode, représentée figure 93. *abcd* est un tube de verre deux fois recourbé, fixé dans une caisse MN. L'extrémité *a* se termine par une douille plus large, taraudée à son sommet, et sur laquelle on peut visser une autre douille portant un vase d'une forme quelconque; l'autre extrémité *d* par un tube plus étroit *ef*, le long duquel se meut un anneau *gh* qui sert d'index. On remplit le tube *abcd* de mercure, et on visse successivement sur la virole *xy* des vases de différentes formes que l'on remplit d'eau jusqu'à la même hauteur : on observe alors que l'extrémité de la colonne de mercure dans le tube *ef* s'élève aussi à la même hauteur, quelle que soit la forme du vase. Or, comme la hauteur de la colonne de mercure dans le tube *ef*, au dessus du niveau de ce métal dans le tube *ab*, fait équilibre à la pression exercée sur le fond du vase, qui est formé par la surface du mercure dans le tube *ab*, il s'ensuit que ces pressions sont indépendantes de la forme des vases.

189. Nous avons insisté sur le fait dont il est question, parce qu'au premier abord il semble paradoxal; mais il ne paraît tel que parce que l'on confond la pression exercée sur le fond d'un vase avec la pression exercée par le vase lui-même sur le corps qui le supporte. Cette dernière est toujours égale au poids total du liquide et du vase; mais elle est tantôt plus grande, tantôt plus petite que la pression exercée sur le fond : elle est plus grande lorsque le vase a la forme fig. 89, parce que les parois latérales soutiennent une partie du poids du liquide; elle est plus petite pour la forme fig. 90, parce que les parois latérales éprouvent une pression dirigée de bas en haut, qui tend à soulever le vase; et dans tous les cas, la somme ou la différence des pressions verticales des parois et de la base est égale au poids total du liquide.

Soit en effet le vase fig. 94, dans lequel le liquide s'élève jusqu'en *ah*. La pression du liquide sur le fond *de* est égale au poids du liquide qui serait renfermé dans le vase *mnde;* mais la surface an-

nulaire *cbgf* est pressée de bas en haut par une force équivalente au poids de l'eau qui serait renfermée dans l'espace annulaire *mahncbgf;* or, la pression que le vase exercera sur une surface MN, qui le supporte, est égale à la somme des pressions verticales exercées contre les parois de haut en bas, moins la somme des pressions dirigées de bas en haut; et il est facile de voir que cette différence est précisément égale au poids du liquide contenu dans le vase *abcdefgh*.

Si la paroi du vase était inclinée, on arriverait encore à la même conséquence. En effet, considérons (fig. 89 et 90) un élément très-petit *mn* : il est pressé perpendiculairement à sa direction par une force égale au poids d'un cylindre liquide ayant *mn* pour base et pour hauteur la distance du centre de gravité de *mn* à la surface du liquide; si on décompose cette force en deux, l'une horizontale, l'autre verticale, la première sera détruite par la composante d'un élément de la face opposée, située à la même hauteur, et il est facile de reconnaître que la composante verticale sera égale au poids du liquide renfermé dans un cylindre vertical qui aurait pour base la projection horizontale de l'élément *mn*. Ainsi, dans la figure 89, la somme des pressions verticales exercées sur les parois inclinées est égale au poids de l'eau qui environne le cylindre élevé sur la base, et, cette pression devant s'ajouter à celle exercée sur la base, la charge totale supportée par le fond et les parois sera égale au poids du liquide contenu dans le vase. Dans la figure 90 la somme des pressions verticales exercées sur les parois sera égale au poids de l'eau qui serait renfermée entre le vase et le cylindre élevé sur la base; mais, ces pressions ayant lieu de bas en haut, il faudra les retrancher de la pression exercée sur le fond du vase, et on arrivera à la même conclusion que précédemment.

190. *Pression totale exercée sur une paroi plane quelconque.* Quant à la pression sur une étendue finie d'une paroi plane inclinée, elle est toujours normale et égale au poids d'un cylindre de liquide qui aurait pour base l'étendue de cette surface, et pour hauteur la distance de son centre de gravité au niveau du liquide. La raison en est évidente : car, si on conçoit cette portion de la paroi divisée en un grand nombre d'éléments infiniment petits, de manière que l'on puisse en regarder tous les points comme également distants de la surface du liquide, la pression totale éprouvée par cette partie de la paroi sera égale à la somme des poids d'autant de cylindres liquides qu'elle renferme d'éléments, ayant chacun pour base un

des éléments, et pour hauteur sa distance à la surface libre du liquide; somme évidemment égale au poids d'un cylindre liquide qui aurait pour base la surface totale de la portion de paroi, et pour hauteur la distance moyenne de tous les points de cette base à la surface du liquide, ou la distance du centre de gravité de la base à cette surface [54]. Si la paroi était courbe, ce qui précède n'aurait plus lieu, parce que les pressions sur les différents éléments ne seraient plus parallèles, et leur résultante ne serait plus égale à leur somme.

191. La pression sur un point quelconque de la paroi d'un vase étant indépendante de la forme du vase, il en résulte qu'avec une très-petite quantité d'eau on peut produire une pression énorme, capable de briser les vases les plus résistants. En effet, si on plaçait à la partie supérieure d'un vase plein d'eau (fig. 95) un tube très-étroit AB, également plein d'eau, la pression sur toutes les parties du vase serait égale à celle d'un prisme d'eau qui aurait pour base l'étendue de la paroi et pour hauteur la distance de son centre de gravité à la surface du liquide dans le tube AB. Par exemple, si chaque face circulaire MN, M'N', avait un mètre carré d'étendue, et si la hauteur de AB était de 5 mètres, la pression sur chaque face latérale serait équivalente à un prisme d'eau qui aurait 1 mètre carré de base et $5^m,50$ de hauteur : car le centre de gravité des faces, étant à leur centre de figure, est éloigné du point B de $0^m,50$; or ce poids équivaut à 5500 kilogrammes, et cette pression énorme est produite par le liquide renfermé dans le tube AB, dont le poids peut être aussi petit qu'on voudra. On peut de cette manière faire éclater très-facilement un tonneau.

192. *Centre de pression.* Il est souvent nécessaire, non-seulement de connaître la valeur totale de la pression exercée contre une étendue quelconque de la paroi d'un vase, mais encore le point d'application de la résultante des pressions partielles qui la produisent : car ce point est celui auquel il faudrait appliquer une force perpendiculaire à la surface, et égale à la totalité de la pression, pour lui faire équilibre. Ce point porte le nom de *centre de pression.* Il est évident que, si les pressions exercées sur les différents points de la surface étaient égales entre elles, le centre de pression coïnciderait avec le centre de gravité de la surface; mais comme les pressions augmentent avec la distance au niveau du fluide, le centre de pression est toujours plus bas que le centre de gravité.

On a trouvé par le calcul, 1° que le centre de pression contre

une surface rectangulaire dont le côté supérieur est à fleur d'eau se trouve sur la ligne qui joint les milieux des bases horizontales aux 2/3 de cette ligne à partir de la base supérieure; 2° que le centre de pression d'un triangle dont la base est horizontale et à fleur d'eau est au milieu de la ligne qui joint le sommet avec le milieu de cette base; 3° que le centre de pression d'un triangle dont le sommet est à fleur d'eau et dont la base est horizontale, est sur la ligne qui joint le sommet au milieu de cette base, et aux 3/4 à partir du sommet.

Soit CDC'D' (fig. 96) une paroi inclinée, dont les deux bases opposées parallèles sont horizontales; posons CD $= m$; C'D' $= n$; HH', hauteur du trapèze, $= l$; et soit x la distance du centre de pression à la base CD, supposée à fleur d'eau : on trouve, par le calcul.

$$x = \frac{l(m+3n)}{2(m+2n)}.$$

Cette équation suffit pour déterminer le centre de pression : car il doit se trouver sur la ligne EF, qui joint les milieux des côtés parallèles CD et C'D'. Ainsi, en menant la ligne C''D'', distante de CD de la quantité x, le point O sera le centre de pression cherché.

Si on suppose que le trapèze devienne un rectangle, $m = n$, et il vient

$$x = \frac{2}{3}l.$$

Si le trapèze devient un triangle dont le sommet soit en bas, $n = 0$ et

$$x = \frac{l}{2}.$$

Enfin, si le trapèze devient un triangle dont le sommet soit en haut, $m = 0$ et

$$x = \frac{3l}{4}.$$

La position du centre de pression, dans ces trois cas particuliers, peut s'obtenir de la manière suivante : La pression sur un élément oblique quelconque est aussi représentée par le poids d'un cylindre de liquide qui aurait pour base l'étendue de l'élément, et s'élèverait perpendiculairement à la paroi jusqu'à la surface du liquide, en supposant la pesanteur décomposée perpendiculairement à la paroi. L'accroissement de longueur du cylindre se trouve compensé par la diminution de la force qui agit dans le sens de sa longueur. En faisant la même construction pour tous les autres éléments, il est évident que tous les petits cylindres se termineront à un plan passant par l'arête à fleur d'eau de la paroi. D'après cela, la résultante des pressions sera la résultante des poids des petits cylindres, en supposant la force perpendiculaire à la paroi, et le centre de pression sera le pied de la perpendiculaire abaissée sur la paroi du centre de gravité du corps solide compris entre la paroi, le niveau

de l'eau, et les plans menés par les arêtes de la paroi situées au-dessous du niveau de l'eau, perpendiculairement à la paroi. Par exemple, dans le second cas le corps est une pyramide triangulaire, et il est facile de reconnaître que la distance du centre de pression au sommet de la paroi est $1/3\,l + 1/4$ de $2/3\,l = 1/2\,l$.

On peut facilement déduire de là que, quand un liquide est renfermé dans un vase cylindrique (fig. 88), la ligne sur laquelle se trouvent les centres de pression est une circonférence de cercle distante de la surface du liquide des 2/3 de la hauteur de l'eau dans le vase; que, pour un vase conique dont le fond est un point, la ligne des centres de pression est la circonférence d'un cercle également distant de la surface de l'eau et du fond du vase; et enfin que, dans le cas où le vase est un cône dont le sommet est en haut, le liquide le remplissant complétement, la ligne des centres est placée aux 3/4 de la hauteur du vase, en partant du sommet.

193. *Pression contre les parois des vases renfermant différents liquides.* Si un vase renfermait plusieurs liquides sans action chimique les uns sur les autres, ils se disposeraient par couches horizontales, suivant leur degré de densité : alors la pression sur un élément quelconque de la paroi serait égale à la pression verticale que supportent les éléments du liquide situés à la même hauteur, c'est-à-dire au poids du liquide renfermé dans un cylindre vertical qui partirait du niveau de l'élément que l'on considère, aurait pour base horizontale l'étendue de cet élément, et se prolongerait jusqu'à la surface du liquide le plus élevé.

Il est évident que, si la surface libre du liquide éprouvait une pression quelconque, chaque point de la paroi, indépendamment de la pression due au poids du liquide, supporterait la totalité de cette pression étrangère.

194. *Équilibre des liquides dans des vases communiquants.* Soient A et B (fig. 97) deux vases de forme quelconque, en communication par le canal inférieur CD, et remplis d'un liquide homogène. Si nous imaginons dans ce canal une paroi verticale mobile *mn*, il est évident que l'équilibre ne pourra subsister qu'autant que cette paroi sera également pressée des deux côtés opposés. Or le liquide renfermé dans chacun des vases, étant homogène, exerce sur *mn* une pression horizontale qui dépend uniquement de la hauteur du niveau du liquide au-dessus du centre de gravité de cette paroi : donc l'équilibre ne peut subsister entre les liquides renfermés dans les vases A et B qu'autant que leurs niveaux sont à la même hau-

teur, quelles que soient d'ailleurs les formes et les dimensions relatives des vases. Il est évident que cette condition d'équilibre appartiendrait également à un nombre quelconque de vases communiquants pleins d'un liquide homogène. On peut facilement vérifier cette loi au moyen de l'appareil (fig. 98). A est un vase de verre d'une grande capacité, garni inférieurement d'un tuyau horizontal sur lequel sont fixés des tubes de verre B, C, D, de dimensions et de formes arbitraires; on remplit le grand vase d'un liquide quelconque, et, en établissant la communication au moyen du robinet M, on voit le liquide monter dans tous les vases à des hauteurs parfaitement égales, pourvu cependant qu'aucun d'eux ne soit d'un très-petit diamètre : car alors, comme nous le verrons bientôt, le niveau du liquide dans ce tube serait au-dessus ou au-dessous de celui des autres vases, suivant que la substance de ce tube serait ou ne serait pas mouillée par le liquide. Si l'un des tubes, tels que D, ne s'élève pas jusqu'au niveau du liquide dans le vase A, ce liquide s'élance par l'ouverture de ce tube pour atteindre la hauteur à laquelle il serait parvenu si le tube eût été suffisamment prolongé; mais il n'y parvient jamais : nous en verrons plus tard la raison. C'est sur les lois de l'équilibre des liquides dans les vases communiquants que sont fondés les principes de la conduite des eaux et des eaux jaillissantes.

195. Dans ce qui précède nous avons supposé que le liquide était homogène; s'il en était autrement, les conditions d'équilibre ne seraient plus les mêmes. En effet, si les vases A et B (fig. 97) renferment deux liquides d'inégale densité, le plus dense occupera la branche inférieure CD et une partie des tubes verticaux ; supposons que $m'n'$ soit la surface de séparation des deux liquides et pq et rs leurs surfaces libres; si on prolonge le plan horizontal $m'n'$, les colonnes liquides qui se trouveront au-dessous se feront équilibre, et les hauteurs qn'' et sn' des deux colonnes supérieures seront évidemment en raison inverse des densités des liquides qu'elles contiennent.

On peut vérifier cette loi au moyen d'un tube deux fois recourbé ABCD (fig. 99), fixé contre une plaque MN, portant, à côté des branches verticales AB et DC, des échelles divisées en parties égales, à partir d'une même ligne horizontale pq. Dans chacune des branches verticales on introduit un liquide différent, de manière que la surface de séparation soit sur la ligne pq, et on mesure la distance des deux niveaux au-dessus de cette ligne : les hauteurs se trouvent

en raison inverse des densités des liquides. On peut même se servir de cet appareil pour mesurer le rapport des densités des liquides qui ne se mêlent point et qui n'exercent aucune action chimique. Dans le cas contraire, et quand ces liquides n'ont aucune action sur le mercure, on pourrait encore faire usage de cet appareil en introduisant d'abord du mercure dans le tube jusqu'à la ligne *pq*, et versant ensuite les liquides dans les deux branches, de manière que les deux extrémités de la colonne de mercure restassent à la même hauteur. En tout cas, les parties supérieures des tubes doivent être d'un assez grand diamètre, afin d'éviter une action qui se développe dans les tubes étroits, et qui tend à diminuer ou à augmenter le poids de la colonne liquide, suivant que le liquide mouille ou ne mouille pas le tube. On a fondé sur le principe de l'égalité de niveau d'un même liquide dans les vases communiquants plusieurs appareils qu'il est bon de connaître.

196. *Niveau d'eau.* Cet instrument (fig. 100) est formé d'un tube deux fois recourbé *abcd*, porté sur un pied fixe **M**. Les extrémités du canal se terminent par deux douilles d'un plus grand diamètre, dans lesquelles sont mastiqués deux tubes de verre *m* et *n*, rétrécis supérieurement, de manière à pouvoir être fermés par des bouchons, quand on veut transporter l'instrument. Lorsqu'on dirige un rayon visuel tangent aux deux surfaces qui terminent le liquide dans les deux tubes, ce rayon est horizontal. Cet instrument est d'un usage continuel dans les nivellements.

197. *Niveau à bulle d'air.* Ce petit appareil, beaucoup plus exact que le précédent, et dont on fait un fréquent usage en physique, est formé (fig. 101) d'un tube de verre de 15 à 20 centimètres de longueur sur 1 centimètre de diamètre, presque rempli d'un liquide coloré, et hermétiquement fermé à ses deux extrémités. Si le tube était parfaitement cylindrique, il est évident qu'en le plaçant sur un plan horizontal, la bulle d'air pourrait s'arrêter en un point quelconque; mais si la paroi supérieure du tube a une légère courbure dont la concavité soit tournée vers l'intérieur, la bulle se fixera à l'endroit où le plan tangent est horizontal. On mastique le tube de verre dans une douille de cuivre présentant au-dessus une ouverture longitudinale qui laisse apercevoir les mouvements de la bulle, et la hauteur des pieds *a* et *b* est réglée de manière que, la ligne *ab* étant horizontale, la bulle soit au milieu du tube. Pour cela l'instrument est placé sur une règle à charnière, munie à l'autre extrémité d'une vis au moyen de laquelle on peut faire va-

rier son inclinaison sur son support; on la rend parfaitement horizontale en y plaçant un tube à bulle d'air quelconque, et changeant son inclinaison jusqu'à ce que, le tube étant retourné horizontalement, la bulle occupe la même place. On reconnaît qu'un niveau à bulle d'air a été bien construit, en le plaçant sur une table, et variant sa direction jusqu'à ce que la bulle soit au milieu du tube : par le retournement la bulle ne doit pas changer de place. Il est évident que l'appareil sera d'autant plus sensible que la courbure du tube sera plus petite.

Équilibre des liquides dans les espaces capillaires.

198. Les lois de l'équilibre des liquides dont nous venons de parler ne se vérifient qu'autant que les vases qui les renferment sont d'un grand diamètre; lorsque les vases sont très-petits, les lois de l'équilibre sont entièrement différentes. Par exemple, quand on plonge dans l'eau un tube de verre d'un petit diamètre, ouvert par ses deux bouts, le liquide s'élève dans le tube, et s'y maintient à une hauteur d'autant plus considérable que le diamètre du tube est plus petit; et lorsqu'on plonge dans le même liquide un tube de verre gras, ou un tube sec dans le mercure, le liquide éprouve dans le tube une dépression d'autant plus forte que le tube est plus capillaire.

Le mot *capillaire* est employé pour indiquer que les diamètres des tubes ou des espaces sont d'une petitesse extrême, voisine de celle des cheveux; mais les phénomènes dont il est question sont cependant encore sensibles dans des tubes dont le diamètre excède 1 ou 2 centimètres.

Nous commencerons par exposer le mode d'observation et les faits observés; nous développerons ensuite la théorie de Laplace; et enfin nous expliquerons, à l'aide de cette théorie, plusieurs phénomènes qui dépendent des lois de l'équilibre des liquides dans les espaces capillaires.

199. *Mode d'observation.* Les observations dont il est question avaient pour objet la mesure des hauteurs des liquides dans les tubes capillaires et entre des lames parallèles, celle des diamètres des tubes et des intervalles des lames, et enfin la différence de hauteur des points les plus hauts et les plus bas de la surface qui termine le liquide élevé ou déprimé dans un tube ou entre deux lames parallèles.

Pour évaluer avec exactitude la hauteur du liquide dans un tube capillaire, M. Gay-Lussac s'est servi de l'appareil fig. 105. Il est composé d'un vase de verre ABCD, rendu vertical au moyen des vis *v*, *v'*; à sa partie supérieure on pose une plaque *ab*, à travers laquelle passe le tube capillaire *mn*, retenu dans une position fixe par deux petites lames verticales, dont l'une est soudée à la plaque *ab*, et dont l'autre, mobile, peut être serrée contre la première à l'aide de deux vis *p* et *q*. A côté du vase se trouve une tige métallique supportée par trois pieds munis de vis, au moyen desquelles on peut la rendre verticale, ce que l'on vérifie avec le fil à plomb GH. Cette tige, divisée en millimètres, porte une lunette garnie d'un fil horizontal, et qui se meut parallèlement à elle-même, au moyen d'un pignon engagé dans une crémaillère. Le liquide avec lequel on veut expérimenter étant introduit dans l'éprouvette ABCD, on aspire par l'extrémité du tube *mn*, pour faire monter le liquide et mouiller ses parois intérieures; après quoi on fixe la lunette de manière que le fil horizontal passe par le point le plus bas de la surface du liquide suspendu dans le tube capillaire. Ensuite, pour déterminer la hauteur du niveau extérieur du liquide, on place sur les bords du vase, sans ôter le tube capillaire, la plaque *a'b'* (fig. 106), et la vis *st* est tournée jusqu'à ce que la pointe effleure le liquide; on en ôte alors une petite quantité, et l'on abaisse la lunette jusqu'à ce que le fil soit au niveau de la pointe. Il est évident que la distance des deux stations de la lunette mesure la hauteur du liquide dans le tube capillaire.

La détermination du diamètre intérieur d'un tube capillaire ne peut pas se faire directement avec une précision suffisante; car, comme il est très-petit, une erreur inappréciable à l'œil serait une fraction très-grande du diamètre total. M. Gay-Lussac a toujours employé le procédé suivant. Après s'être assuré qu'un tube avait partout le même diamètre intérieur, en promenant dans toute son étendue une bulle de mercure, dont il mesurait la longueur dans un grand nombre de positions différentes, le tube était successivement pesé vide et plein de mercure. La différence des poids donnait le poids du cylindre de mercure, dont la longueur pouvait s'obtenir avec une très-grande précision. Le problème se trouvait alors réduit à celui-ci dont la solution est très-simple : étant donnés la hauteur et le poids d'un cylindre de mercure, déterminer son diamètre.

Pour assujettir les lames parallèles, le même physicien les sépa-

rait par des fils de fer, dont il mesurait le diamètre par l'une des méthodes indiquées [7].

Enfin, pour déterminer la différence de hauteur des points les plus élevés et les plus bas de la surface qui termine le liquide, M. Gay-Lussac se servait d'une lunette garnie de deux fils parallèles, dont l'un était fixe, et l'autre mobile, mais parallèlement à sa direction. Cet appareil porte le nom de *micromètre*.

Lorsque les tubes n'ont pas été préalablement mouillés, un liquide dans les mêmes circonstances ne s'élève pas toujours dans le même tube à la même hauteur : il est probable que ces variations proviennent de la couche d'air adhérente aux parois intérieures. Pour obtenir des résultats comparables, il faut que celles-ci soient mouillées à une hauteur plus grande que celle que le liquide peut atteindre ; mais il est à remarquer qu'alors, comme nous le verrons bientôt, les effets produits proviennent du tube formé par la couche liquide adhérente, et non du tube solide enveloppant.

200. *Lois des phénomènes capillaires déduites de l'observation.* 1°. Lorsqu'un corps est en partie plongé dans un liquide, ce dernier s'élève ou s'abaisse autour de lui, et le liquide élevé ou déprimé est terminé par une surface concave ou convexe (fig. 102). Il n'y a qu'un très-petit nombre de corps qui ne présentent pas ce phénomène : tel est, par exemple, l'acier poli plongé dans l'eau ; elle est de niveau jusqu'au contact.

201. 2°. Si l'on plonge dans un liquide deux corps autour desquels il s'élève ou s'abaisse, lorsqu'ils sont suffisamment rapprochés pour que les deux surfaces courbes, qui terminent le liquide autour de chacun d'eux se rencontrent, il s'élève ou s'abaisse, dans l'espace qui les sépare, d'autant plus que cet espace est plus étroit. Lorsque les corps sont des lames parallèles (fig. 103 et 104), l'élévation ou l'abaissement est en raison inverse de leur distance.

202. 3°. Quand le corps plongé est percé d'un canal ouvert par les deux bouts, et dont le diamètre est plus petit que le double de l'étendue horizontale de la surface courbe du liquide au contact extérieur du corps, le liquide s'élève au-dessus ou descend au-dessous du niveau général d'autant plus que le canal est plus étroit. Si ce canal est prismatique, l'élévation ou la dépression d'un même liquide est en raison inverse du périmètre de la section perpendiculaire à l'axe ; si le tube est cylindrique, l'élévation ou l'abaissement est en raison inverse du diamètre.

203. 4°. Dans un tube cylindrique, un même liquide s'élève ou

s'abaisse deux fois plus qu'entre deux lames parallèles dont la distance est égale au diamètre du tube. Entre deux cylindres concentriques le liquide s'élève ou se déprime de la même quantité qu'entre des lames parallèles séparées par le même intervalle.

204. 5°. La surface du liquide renfermé entre deux lames parallèles très-peu distantes est sensiblement un demi-cylindre droit à base circulaire, dont l'axe est horizontal, et le diamètre égal à la distance des deux lames. Le liquide contenu dans un tube cylindrique capillaire se termine par une surface sensiblement hémisphérique dont le diamètre est le même que celui du tube.

205. 6°. Tous ces phénomènes ont lieu dans l'air comme dans le vide. Ils sont entièrement indépendants de l'épaisseur du corps solide sur lequel ils se développent : ainsi, par exemple, l'eau monte à la même hauteur dans des tubes de verre de même calibre intérieur, quelle que soit d'ailleurs leur épaisseur.

206. 7°. Tous les corps qui sont susceptibles d'être mouillés par un liquide, et qui l'ont été préalablement, agissent de la même manière lorsqu'ils y sont plongés : ainsi, lorsque les corps ont la forme de tubes, et que ceux-ci ont le même diamètre intérieur, le liquide s'élève à la même hauteur dans chacun d'eux.

207. 8°. Enfin, dans un même tube, les liquides ne s'élèvent pas à des hauteurs inverses de leurs densités : l'eau, par exemple, dans les tubes de verre, s'élève plus que l'huile et l'alcool.

208. *Causes des effets capillaires.* De ce que les phénomènes capillaires ont lieu dans le vide comme dans l'air, il résulte que l'action de l'air n'est pour rien dans leur production : la cause qui les fait naître ne peut donc résider que dans l'action du liquide sur lui-même et dans celle qu'il exerce sur la substance du tube. Or, l'action d'un corps sur lui-même et sur un autre peut être de deux natures différentes : c'est ou une attraction en raison inverse du carré de la distance, ou une attraction moléculaire insensible à toute distance finie. La première ne peut évidemment avoir aucune influence, car elle est infiniment petite relativement à la pesanteur, et d'ailleurs la capillarité, étant indépendante de l'épaisseur des tubes, indique que l'influence des couches extérieures de matières situées à une distance appréciable du liquide est nulle. C'est ce que démontre également cette propriété remarquable de tous les corps qui peuvent être mouillés, d'agir de la même manière lorsqu'ils l'ont été : la couche liquide extrêmement mince qui les recouvre soustrait le

reste du liquide à l'action de la matière du tube et agit seule pour produire les phénomènes en question.

On doit donc regarder comme démontré que les phénomènes qui se développent dans les espaces capillaires sont dus à l'attraction moléculaire du liquide sur lui-même et sur la substance du corps solide, actions qui ne se manifestent qu'à une très-petite distance. Nous allons d'abord examiner les effets de l'attraction moléculaire dans une masse liquide en repos, et d'une forme quelconque.

209. L'attraction d'un corps sphérique sur une molécule extérieure est la même que si la masse était réunie à son centre [49] : par conséquent, sur une molécule de sa surface, l'attraction est égale à sa masse divisée par le carré du rayon ; mais comme la masse est égale au volume multiplié par la densité, en appelant R le rayon de la sphère, et d sa densité, l'attraction sera $\frac{4\pi R^3 d}{3R^2}$ ou $\frac{4\pi Rd}{3}$; la densité de la terre étant 5 1/2, et son rayon étant à peu près de 6,300,000 mètres, l'attraction sera représentée par $4/3\ \pi.34,650,000$. L'attraction à la surface d'une goutte d'eau d'un millimètre de diamètre serait représentée par $4/3\ \pi.0,001$, de sorte que cette dernière attraction serait à la pesanteur comme 0,001 est à 34,650,000, ou comme 1 est à 34,650,000,000.

210. *Pression exercée par un liquide sur la couche infiniment mince qui le termine.* Soit AB (fig. 107) la surface d'un liquide. D'un point quelconque m de cette surface, comme centre, décrivons une sphère dont le rayon soit égal à la distance d'attraction sensible : la molécule ne sera attirée que par la partie du liquide comprise dans la sphère, et cette attraction sera évidemment dirigée suivant la normale mn. Si l'on fait la même construction autour d'un point m' placé au-dessous de la surface AB, et si on mène par le point m' la surface gf parallèle à AB, et la surface cd, également parallèle à AB et à la même distance du centre, il est évident que les parties de matière renfermées entre gf et cd, et entre gf et ab, se font mutuellement équilibre : de sorte que la molécule n'est attirée que par le liquide renfermé dans le segment ced. Pour la molécule m'' située à une distance de la surface égale à celle d'attraction sensible, la sphère se trouverait entièrement comprise dans la masse liquide ; la molécule serait également attirée dans tous les sens et, par conséquent, en équilibre. Il est évident que la même chose aurait lieu pour toutes les molécules qui seraient à une distance plus considérable de la surface. Nous pouvons donc conclure que toutes les molécules renfermées entre la surface d'une masse liquide et une surface intérieure parallèle à la première, dont tous les points en sont éloignés

de la distance d'attraction sensible, sont attirées, dans l'intérieur, suivant la normale à la surface du liquide. Il résulte de là que, quoique l'attraction exercée sur les molécules soit décroissante de la surface à la distance d'affinité sensible, comme chaque molécule supporte la pression de toutes les molécules supérieures, la densité du liquide va en croissant de la surface à une certaine profondeur très-petite, au delà de laquelle elle reste constante. Malgré ces variations de densité, l'équilibre subsistera : car si on considère une molécule m', elle est plus attirée de haut en bas que de bas en haut; mais entre cette molécule et celle qui la suit immédiatement dans une direction quelconque il s'est développé une force répulsive qui fait équilibre à l'attraction de la matière qui se trouve de ce côté, de sorte que, dans toutes les directions et d'un même côté de la molécule, il y a équilibre entre l'attraction et la force répulsive résultant du rapprochement des molécules. Comme les liquides sont très-peu compressibles, ces variations de densité doivent être très-faibles : ainsi nous n'y aurons point égard, d'autant plus que M. Poisson a démontré que les résultats qu'on obtient en ayant égard à cette compression sont les mêmes que ceux qu'on obtient en la négligeant.

Examinons maintenant quelle est l'influence de la courbure de la surface sur la pression qu'éprouvent les molécules.

211. Considérons une masse liquide terminée par une surface convexe (fig. 108), et cherchons l'action exercée sur la colonne de molécules située dans la direction de la normale MN. Par le point M menons le plan tangent CD; dans l'espace compris entre la surface et le plan tangent, espace qu'on nomme *ménisque*, prenons un point quelconque m, et cherchons quel est l'effet de son attraction sur la colonne MN; par le point m menons une ligne mn parallèle au plan CD. Toutes les molécules comprises entre M et n seront attirées de haut en bas; mais, en prenant $np = Mn$, toutes les molécules comprises entre n et p seront attirées par la molécule m de bas en haut, et comme les molécules également distantes du point n sont attirées en sens contraire par des forces égales, les attractions exercées sur Mp se détruiront mutuellement; de sorte qu'il restera l'action de la molécule m sur celles qui sont au-dessous du point p, action qui tend évidemment à soulever la colonne. Ainsi l'action de tous les points du ménisque tend à soulever la colonne MN. Or, dans le cas dont il s'agit, on peut regarder le corps terminé par la surface AMB comme étant composé d'un corps terminé par un plan CD, moins le ménisque : par conséquent la pression exercée sur la

colonne MN sera composée de l'action d'un corps terminé par une surface plane, moins celle du ménisque. Mais l'action du ménisque est négative : donc la pression exercée par un corps terminé par une surface convexe sur une file normale de molécules est égale à celle d'un corps terminé par une surface plane, plus celle du ménisque. Si le corps était terminé par une surface concave (fig. 109), on pourrait le considérer comme composé d'une masse terminée par une surface plane, plus le ménisque AMBDC, et, par conséquent, l'action sur la colonne MN serait égale à celle de ces deux corps. Or, comme l'action du ménisque tend encore évidemment à soulever la colonne, elle est encore négative, et, par conséquent, la pression exercée par un liquide dont la surface est concave sur une colonne normale est égale à celle d'un corps terminé par une surface plane, moins celle du ménisque. Ainsi, en désignant par M la pression exercée par un liquide terminé par une surface plane, et par N l'attraction d'un ménisque, la pression dans un liquide terminé par une surface convexe est $M + N$, et celle d'un même liquide dont la surface serait concave est $M - N$.

212. *Cause de l'élévation et de la dépression des liquides dans les espaces capillaires.* Soit AB (fig. 110) un corps percé par un canal d'une forme quelconque, d'une dimension capillaire, et plongé dans un liquide qui peut le mouiller. Le liquide dans l'intérieur du canal sera terminé par une surface concave, et supposons d'abord qu'elle soit à la hauteur du niveau extérieur. Si nous imaginons un canal à paroi solide *mpn*, formant le prolongement du tube capillaire et aboutissant en un point quelconque de la surface plane du liquide, il est évident que le liquide renfermé dans ce canal devra être en équilibre; or, le liquide étant terminé au point *n* par une surface plane, la pression verticale y sera représentée par M, et au point *m* le plus bas de la surface concave elle sera $M - N$. Comme les différentes files verticales de molécules doivent être en équilibre, l'inégalité de leur hauteur compense l'inégalité de pression à la surface, et la pression $M - N$ se transmet intégralement sur tous les points de la base à fleur d'eau du prisme liquide. Alors le liquide sera poussé dans l'intérieur du tube avec une force égale à N, et il s'élèvera jusqu'à ce que le poids de la colonne liquide soulevée fasse équilibre à cette force.

Lorsque le tube fig. 111 ne peut pas être mouillé par le liquide, le liquide intérieur est terminé par une surface convexe. En faisant la même construction que précédemment, la pression au point *n* sera

M, et au point *m* elle sera M + N : par conséquent le liquide devra descendre dans le tube jusqu'à ce que le poids de la colonne déprimée fasse équilibre à la force N.

213. Rien de plus aisé que de vérifier directement l'influence de la courbure de la surface qui termine le liquide dans le tube capillaire. Dans un syphon à branches capillaires de même calibre, mais d'inégale longueur (fig. 112), qu'on introduise un liquide susceptible d'en mouiller les parois : il s'y tiendra à la même hauteur des deux côtés. Si alors on ajoute avec précaution, au moyen d'une pipette, du liquide dans la branche la plus courte, on verra, quand il sera très-près d'atteindre l'extrémité *a*, la concavité de la surface diminuer ; en continuant il y aura un instant où cette surface sera sensiblement plane ; plus tard encore le liquide s'élèvera au-dessus du plan des bords de l'orifice du tube, et sa surface deviendra convexe. Pendant toutes ces variations de forme, le liquide s'élève de plus en plus dans la longue branche au-dessus du niveau de *a*. Au moment où la surface est plane, cet excès est égal à celui qui aurait lieu si le tube était plongé dans une masse du même liquide ; et il est le double quand le ménisque est convexe dans la courte branche. C'est ce qui résulte de la théorie : car, dans le premier cas, les pressions étant M — N et M, la différence est N, et dans le second elles sont M + N et M — N, dont la différence est 2 N.

Voici une autre manière de faire l'expérience : *ab* (fig. 113) est un tube capillaire parfaitement sec, soudé à la partie inférieure du tube CD d'un grand diamètre ; on verse du liquide dans ce dernier, il s'élève dans *ab*, et se termine par une surface concave. Si alors le tube capillaire n'est pas mouillé au-dessus de la surface du liquide, et si on verse doucement de nouveau liquide dans CD, on voit la courbure du liquide dans *ab* diminuer continuellement, devenir nulle et ensuite convexe ; en même temps la différence de niveau éprouve des variations correspondantes : elle diminue, disparaît quand la surface est plane, et il y a dépression dans le tube capillaire lorsque le ménisque est convexe.

214. *Lois de l'ascension et de la dépression des liquides dans les tubes capillaires cylindriques.* Laplace a démontré que l'attraction du ménisque, que nous avons désignée par N, est égale à $A\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{r'}\right)$, A étant un coefficient constant qui dépend de la nature du liquide et de celle du tube, r et r' les deux rayons de courbure

de la surface du liquide dans l'intérieur du tube, au point le plus bas. Dans un tube cylindrique à base circulaire, l'expérience démontre que la surface concave est sensiblement une demi-sphère de rayon égal au demi-diamètre du tube : par conséquent, les rayons de courbure d'une sphère étant égaux entre eux et au rayon de la sphère, si on appelle r le demi-diamètre du tube, on aura $N = \frac{2A}{r}$. Ainsi la force N est en raison inverse du rayon du tube ou de son diamètre, et, par conséquent, la colonne liquide soulevée par cette force aura une hauteur qui variera suivant la même loi.

Si par un point M d'une surface quelconque on mène une normale, et par cette normale une infinité de plans, chacun d'eux coupera la surface suivant une courbe, et parmi cette infinité de courbes il en existera deux qui auront, au point M, l'une le maximum, l'autre le minimum de courbure ; ce sont les rayons de courbures de ces deux courbes qu'on désigne sous le nom de *rayons de courbures de la surface*. Les deux sections qui contiennent les rayons de courbures d'une surface sont toujours à angle droit. Dans une sphère, les deux rayons de courbures sont égaux entre eux et au rayon de la sphère ; dans un cylindre circulaire, les deux sections principales sont un cercle parallèle à la base et deux lignes droites parallèles : par conséquent, un des rayons de courbures est infini, et l'autre est le rayon de la base.

215. Nous devons dire, cependant, que la longueur de la colonne liquide, depuis le point le plus bas de la surface concave, devra être un peu plus petite, à cause du poids du ménisque, que nous avons négligé ; de sorte que la loi dont nous venons de parler n'est jamais rigoureusement exacte; mais elle l'est d'autant plus que les tubes sont plus capillaires, car l'influence du poids du ménisque décroît rapidement à mesure que le diamètre diminue.

En désignant toujours par r le demi-diamètre du tube, par h la hauteur du liquide dans l'axe du tube, et par d la densité du liquide, le volume du cylindre sera $\pi r^2 h$; le volume du ménisque, qui est la différence d'une demi-sphère et d'un cylindre de même base et de même hauteur, sera $\pi r^3 - \frac{4}{3}\pi r^3$, ou $\frac{\pi r^3}{3}$; par conséquent, le poids du cylindre et du ménisque sera $d\left(\pi r^2 h + \frac{\pi r^3}{3}\right)$. Telle est la pression totale supportée par la section du liquide renfermé dans le tube sur le prolongement du niveau extérieur ; mais comme chaque point de cette surface est soulevé par une force égale à N, cette surface soutient la colonne liquide avec une force égale à $N\pi r^2$: nous aurons donc $N\pi r^2 = d\left(\pi r^2 h + \frac{\pi r^3}{3}\right)$, et $N = d\left(h + \frac{r}{3}\right)$; d'où $h = \frac{N}{d} - \frac{r}{3}$; et comme $N = \frac{2A}{r}$,

on a $h = \frac{2A}{r}\frac{1}{d} - \frac{r}{3}$. D'où il résulte que la hauteur h n'est jamais rigoureusement en raison inverse du diamètre, mais que cette loi est exacte quand on augmente la hauteur du tiers du rayon.

Ainsi, en ayant égard au poids du ménisque, ce sont les hauteurs augmentées de 1/6 du diamètre qui sont en raison inverse des diamètres. Nous rapporterons une expérience faite avec beaucoup de soin par M. Gay-Lussac, et qui confirme parfaitement cette dernière loi. A la température de 8°,5 l'eau, dans deux tubes de $1^{mm},29441$ et $1^{mm},90381$ de diamètre intérieur, s'est élevée de $23^{mm},1634$ et $15^{mm},5861$ à partir du point le plus bas de la courbure du ménisque. En ajoutant 1/6 du diamètre à ces deux derniers nombres, on trouve $23^{mm},3791$ et $15^{mm},9034$; et si on calcule la seconde élévation, en multipliant le premier nombre par le rapport inverse des diamètres, on trouve 15,896, qui diffère bien peu de 15,9034.

216. La loi, ainsi corrigée, n'est cependant encore exacte qu'autant que la surface qui termine le ménisque est une surface sphérique, ce qui n'a lieu que quand le diamètre est très-petit. Aussitôt qu'il dépasse 2 à 3 millimètres, la surface cesse en général d'être sphérique, la loi précédente n'a plus lieu, et l'ascension ou la dépression dépend alors de la courbure de la surface, qui varie bien plus rapidement que le diamètre du tube. On conçoit facilement, d'ailleurs, qu'il doit en être ainsi, puisque la capillarité cesse de se manifester quand le tube a un certain diamètre, tandis qu'elle se manifesterait, quel que fût ce diamètre, si la loi se continuait. Pour faire voir la rapidité avec laquelle la capillarité diminue dans les tubes d'un grand diamètre, nous rapporterons le tableau suivant.

Table des dépressions du mercure dans les tubes capillaires.

DIAMÈTRE du TUBE.	DÉPRESSIONS en millimètres, d'après LAPLACE.	SUIVANT LE Dr YONG.	SUIVANT M. IVORY.	SUIVANT CAVENDISH.
mm.				
21,0	0,030	0,024	0,024	
20,5	0,034			
20,0	0,038	0,031	0,031	
19,5	0,043			
19,0	0,049	0,041	0,042	
18,5	0,056			
18,0	0,064	0,053	0,054	
17,5	0,073			
17,0	0,083	0,068	0,071	
16,5	0,094			
16,0	0,107	0,088	0,087	
15,5	0,121			
15,0	0,137	0,111	0,118	0,131
14,5	0,156			
14,0	0,176	0,144	0,152	0,150
13,5	0,198			
13,0	0,223	0,188	0,196	0,170
12,5	0,250			
12,0	0,281	0,242	0,253	0,200
11,5	0,315			
11,0	0,354	0,311	0,316	0,270
10,5	0,397			
10,0	0,445	0,402	0,406	0,406
9,5	0,500			
9,0	0,562	0,517	0,521	0,608
8,5	0,632			
8,0	0,712	0,669	0,673	0,820
7,5	0,803			
7,0	0,909	0,869	0,868	1,073
6,5	1,030			
6,0	1,171	1,139	1,134	1,377
5,5	1,337			
5,0	1,534	1,510	1,513	1,735
4,5	1,774			
4,0	2,068	2,063	2,066	2,187
3,5	2,442			
3,0	2,918	2,986	2,988	3,054
2,5	3,568			
2,0	4,454	4,887	4,888	4,472

Les nombres renfermés dans la première colonne ont été calculés par M. Bouvard, d'après la formule de Laplace, au moyen des expériences de M. Gay-Lussac. Ceux de la dernière colonne ont été obtenus directement par l'expérience.

Si la loi en raison inverse des diamètres se soutenait pour les grands diamètres, la dépression dans un tube de 2^{mm} étant de 4^{mm}, 45, devrait être de 0^{mm},445 dans un tube de 20^{mm}, tandis qu'elle n'est réellement que de 0^{mm},030, plus de dix fois plus petite. Il est facile de voir que les hauteurs, augmentées de 1/6 du diamètre, ne suivent pas non plus la loi inverse, des diamètres lorsque ces derniers ne sont pas très-petits.

217. Pour tous les liquides, la dépression ou l'ascension décroît suivant des lois analogues. Si les tubes sont très-petits, les hauteurs, augmentées de 1/6 du diamètre, sont en raison inverse des diamètres. Dans le cas où les diamètres des tubes sont très-grands, on pourra calculer les hauteurs au moyen des formules données par Laplace, lorsqu'on connaîtra l'élévation du liquide dans un tube, la flèche de la courbe, et le diamètre du tube. Mais comme ces calculs sont compliqués, on pourra toujours obtenir une valeur approchée des effets capillaires, en les supposant proportionnels aux dépressions que le mercure éprouve dans des tubes de même diamètre. Ainsi il suffira de savoir la valeur absolue de l'ascension d'un seul liquide dans un tube d'un diamètre connu, et le rapport de l'élévation des différents liquides dans le même tube.

D'après M. Gay-Lussac; l'élévation de l'eau dans un tube capillaire de 1^{mm} est de 30^{mm}; et, d'après M. Emmett, les différents liquides s'élèvent dans les mêmes tubes à des hauteurs qui sont dans les rapports suivants :

Eau	100,0
Solution saturée de sel ammoniac	102,7
— de sulfate de potasse	95,7
— de sulfure de potassium	95,2
— d'hydrochlorate de soude	88,2
— de sulfate de cuivre	84,0
Acide nitrique	75,0
Acide hydrochlorique	70,1
Huile de tartre	88,4
Alcool	40,8
Huile de baleine rectifiée	37,5
Huile de lavande	37,5

218. Dans un même tube et pour un même liquide, la capillarité dépend beaucoup de la température. Suivant Laplace elle diminue en raison inverse de la densité. Mais il paraît que le décroissement est plus rapide : car, d'après M. Emmett, dans un tube où l'eau froide s'élevait à 2,45, l'alcool concentré et froid

à 0,95, l'eau bouillante ne s'élevait qu'à 2,05, et l'alcool bouillant qu'à 0,875. La diminution de la capillarité par la chaleur explique un phénomène assez singulier. Quand on fait passer un petit tube capillaire d'un ou deux centimètres de longueur à travers un morceau de liége, en plaçant ce petit flotteur sur de l'huile, elle s'élève jusqu'au sommet du tube; si alors on essaye de l'enflammer à l'aide d'une allumette, il est impossible d'y réussir, parce qu'à mesure que l'on échauffe le tube la capillarité diminue et le liquide s'y abaisse. On emploie cependant des veilleuses dans lesquelles l'huile brûle à l'extrémité d'un tube de verre; mais il est mastiqué au fond d'une petite capsule, de manière que son sommet soit au dessous du niveau extérieur : alors l'huile s'y élève et s'y soutient par la pression extérieure, et non par la capillarité.

219. *Lois de l'équilibre des liquides entre deux lames parallèles dont la distance est capillaire.* Si les deux lames peuvent être mouillées, le liquide compris dans l'espace qui les sépare est terminé par une surface cylindrique, dont le diamètre égale la distance des lames. En désignant par r la moitié de cette distance, la valeur de N, qui est en général $A\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$, sera $A\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{\infty}\right)$, ou $\frac{A}{r}$: car un des rayons de courbure devient r et l'autre infini. Or, cette valeur de N étant en raison inverse de la distance des lames, la colonne liquide soulevée, et qui est soutenue par cette seule force, aura une hauteur proportionnelle à cette force, c'est-à-dire en raison inverse de la distance des lames; et, comme cette valeur de N est la moitié de celle que nous avons trouvée pour un tube cylindrique à base circulaire de rayon r, il s'ensuit qu'entre deux lames parallèles un même liquide s'élève à une hauteur deux fois plus petite que dans un tube dont le diamètre serait égal à leur distance. Il est facile de voir que, par les mêmes raisonnements, nous trouverions les mêmes lois pour la dépression d'un liquide entre deux lames qu'il ne peut pas mouiller.

On démontre par le calcul que, dans un prisme d'une forme quelconque, l'élévation est proportionnelle au contour de la section intérieure, et que, dans un espace annulaire, elle est la même qu'entre deux lames dont la distance serait égale à l'intervalle qui sépare les deux surfaces entre lesquelles le liquide s'élève.

220. *Lois de l'équilibre des liquides entre deux lames inclinées.* Lorsqu'on plonge deux lames inclinées (fig. 114) dans un liquide qui

peut les mouiller, il présente entre elles une surface concave qui s'élève à une grande hauteur contre leur ligne AD de jonction. Il est facile de calculer la nature de la courbe qui forme l'axe de la surface du liquide, d'après les lois de son élévation entre les lames parallèles : on trouve que cette courbe est une branche d'hyperbole.

En effet, nous pouvons considérer le système des deux lames comme composé d'une infinité de lames infiniment étroites, parallèles deux à deux (fig. 115), et dont l'écartement irait en croissant proportionnellement à la distance au point o. Par conséquent, si nous désignons par x la distance du point d au point o, la distance $d'd''$ sera proportionnelle à x; on pourra donc la représenter par ax, a étant un coefficient constant qui dépend de l'angle des lames; et si y est la hauteur du liquide $d''f$, nous aurons $y = \frac{b}{ax}$, b étant aussi un coefficient constant qui dépend de la nature du liquide, puisque l'élévation du liquide entre deux lames parallèles est en raison inverse de leur distance. Or, cette équation est évidemment celle d'une hyperbole équilatère dont les assymptotes sont les lignes oX et oY.

221. *Équilibre d'un liquide dans un vase d'un grand diamètre terminé supérieurement par un tube capillaire.* Quand on plonge une cloche terminée en haut par un tube très-capillaire, dans un liquide susceptible de les mouiller, il se tient, on le sait, au même niveau en dedans et au dehors; mais si on l'enfonce de manière que le liquide pénètre dans le tube capillaire et qu'ensuite on la soulève, la distance verticale du sommet de la colonne liquide dans le tube capillaire, au niveau de la surface libre autour de la cloche, restera constante et égale à la hauteur où monterait le liquide dans le tube capillaire si celui-ci était mis isolément en expérience. On peut ainsi, sous l'influence de l'action capillaire, soulever une colonne liquide très-considérable. Ce phénomène s'explique facilement au au moyen de la loi que nous avons établie [187] relativement à la pression sur le fond des vases : car la pression sur tous les points de la tranche *de* qui est à fleur d'eau est absolument la même que si le vase avait dans toute sa hauteur le diamètre du tube *ab*. Ainsi l'élévation à laquelle un liquide peut se maintenir dans un tube capillaire dépend uniquement du diamètre du tube au niveau du liquide dans le tube, et en aucune manière des diamètres du tube au-dessous; seulement, le liquide ne montera de lui-même à la hauteur à laquelle il pourrait se soutenir qu'autant que les diamètres en dessous sont égaux ou plus petits.

222. *Équilibre d'une colonne liquide isolée dans un tube capil-*

laire. Supposons que le tube soit vertical (fig. 117) et qu'il renferme un liquide susceptible de mouiller ses parois : la surface intérieure du liquide sera concave et la surface extérieure convexe. Le liquide sera donc sollicité au point m par une force verticale dirigée de haut en bas, égale à $M - N$, et au point m' par une force contraire égale à $M + N'$: par conséquent il sera soutenu par $N + N'$, et s'écoulera jusqu'à ce que le poids de la colonne restante fasse équilibre à cette force. Si la paroi avait une épaisseur infiniment petite, les courbures aux points m et m' seraient égales; alors $N = N'$, et la longueur de la colonne soutenue serait deux fois plus grande que celle qui s'élève lorsque le tube plonge dans le liquide par sa partie inférieure. Mais quand le tube a une épaisseur sensible, cette épaisseur est mouillée par le liquide, et le rayon de courbure de la surface inférieure est plus grand que celui de la surface supérieure; de sorte que N' est plus petit que N [214], et la hauteur de la colonne soutenue est plus petite que le double de l'élévation du liquide dans le même tube lorsqu'il est immergé par la partie inférieure. Si le liquide ne pouvait pas mouiller le tube (fig. 118), il est facile de voir que les forces provenant des deux courbures se détruiraient mutuellement, et, par conséquent, qu'aucune portion du liquide ne pourrait être soutenue dans le tube.

223. *Mouvements produits par la capillarité.* Lorsqu'une goutte liquide renfermée dans un tube conique ou entre deux lames inclinées peut mouiller la substance du tube ou des lames (fig. 119), le liquide est terminé par deux surfaces concaves; mais, le rayon de courbure étant plus petit au point m qu'au point m', la pression au point m' sera plus grande qu'au point m, et, par conséquent, la goutte devra se mouvoir vers le sommet du cône ou vers la ligne de jonction des deux lames. Si le liquide ne pouvait pas mouiller le corps qui l'environne (fig. 120), la goutte serait terminée par deux surfaces convexes, et, le rayon de courbure étant plus petit au point m qu'au point m', la pression au point m sera plus grande qu'au point m' : par conséquent, la goutte s'éloignera du sommet du cône ou de la ligne de jonction des deux lames. Ces déductions de la théorie sont faciles à vérifier : en mettant une goutte d'eau ou de mercure entre deux lames de verre réunies sous un très-petit angle, on voit la goutte de mercure s'éloigner de l'arête commune des deux plans et la goutte d'eau s'en approcher.

224. Lorsqu'on approche à une distance capillaire des corps légers qui flottent à la surface d'un liquide, ils se précipitent l'un sur

l'autre si tous deux sont ou ne sont pas mouillés par le liquide, et ils semblent se repousser si l'un d'eux seulement peut être mouillé. Pour expliquer ces phénomènes singuliers, considérons deux lames planes verticales parallèles, à une distance capillaire, et plongées dans un liquide qui les mouille (fig. 121) : le liquide s'élèvera entre elles jusqu'à une certaine hauteur. Les éléments des surfaces intérieures et extérieures d'une même lame situés à la même hauteur, et qui sont plongés dans le liquide, sont également pressés. En effet, prenons deux éléments m et m' situés au-dessous du niveau extérieur, et imaginons un petit canal $m'ao$ aboutissant à la molécule m' et au point o le plus bas de la surface du liquide entre les deux lames, et un autre mcd partant de la molécule m et aboutissant à une partie plane du niveau extérieur : au point m', la surface du liquide étant plane, il y aura une pression dirigée dans le sens $m'a$ égale à M, et dans le sens contraire une pression résultant de celle qui existe au point o et du poids de la colonne oa. Par conséquent, en estimant la valeur de N en hauteur du liquide sur lequel on opère, cette dernière pression sera $M - N + ao = M - N + ob + ba$. Mais, comme $N = ob$, cette pression se réduit à $M + ba$, et la pression finale exercée contre l'élément m' dans le sens am', à ab. Il est facile de voir, par le même raisonnement, que la pression au point m, dirigée dans le sens cm, se réduit également à la colonne $dc = ba$. Considérons maintenant deux autres points n et n' d'une même lame situés à la même hauteur, au-dessus du niveau extérieur, et toujours mouillés tous deux par le liquide : la pression totale au point n', dans le sens $n'f$, sera $M - (M - N + of) = ob - of = fb$. Quant à la pression au point n, dans le sens nr, elle sera M, moins la pression au point r; or en ce dernier point elle est $M - rs$, car, si nous considérons deux filets verticaux zy et rx communiquant par le canal horizontal xy, l'équilibre ne pourra subsister qu'autant que la pression M au point z sera parfaitement égale à la pression au point r augmentée du poids de la colonne $rs = fb$: ainsi aux points n et n' les pressions sont encore égales et opposées. Examinons enfin la pression éprouvée par un point quelconque p de la surface intérieure d'une des lames, situé au-dessus du liquide extérieur. Ce point est évidemment soumis à une pression finale dirigée de dehors en dedans dans le sens pe, représentée par $M - (M - N + oe) = ob - oe = eb$; et si le point était en q, au-dessus du point o, la pression de dehors en dedans serait $M - (M - N - ql) = li + ql = iq$. Ainsi tous les points de la surface intérieure d'une

lame qui ne sont pas mouillés extérieurement par le liquide sont pressés de dehors en dedans par une force d'autant plus grande que les points sont plus élevés. On conçoit alors que, si les lames sont mobiles, elles se porteront l'une sur l'autre, comme si elles s'attiraient.

Si les deux lames n'étaient pas mouillées par le liquide (fig. 122), on démontrerait, comme précédemment, que deux points m, m', correspondants sur les deux faces d'une même lame, et situés au-dessous du niveau intérieur, sont pressés également et en sens contraire ; mais que tous les points, tels que p, qui sont baignés seulement par le liquide extérieur, éprouvent de la part du liquide environnant une pression que rien ne détruit, et qui, par conséquent, doit faire précipiter les lames l'une sur l'autre.

Enfin, dans le cas où l'une des lames peut être mouillée, l'autre ne l'étant pas, le liquide intérieur est élevé contre une d'elles et déprimé contre l'autre (fig. 122) ; la surface qui le termine a un point d'inflexion, et l'élévation ou la dépression du liquide entre les lames est plus petite que l'élévation ou la dépression qui existe en dehors : car le liquide déprimé tend à diminuer la courbure de celui qui est élevé, et réciproquement. Cela posé, il est facile de voir, par des raisonnements analogues à ceux déjà employés, que les parties des lames qui sont baignées des deux côtés par le liquide sont également pressées de dehors en dedans ; mais que, dans la partie xy de la première et dans la partie $x'y'$ de la seconde, les pressions sont dirigées de dedans en dehors et, par conséquent, que les lames doivent se repousser. Laplace a trouvé par le calcul que, quand les actions des deux lames ne sont pas égales, le point d'inflexion ne se trouve pas au milieu de l'intervalle, et que, quand on les rapproche, ce point finit par coïncider avec une des lames : alors le liquide s'élève ou s'abaisse contre chacune d'elles, et elles tendent à se porter l'une sur l'autre. C'est en effet ce que l'expérience confirme.

225. *Cause qui détermine la concavité ou la convexité des liquides autour des corps qui y sont plongés.* Nous avons fondé toute la théorie que nous venons de développer, sur la forme concave ou convexe que prend un liquide autour d'un corps qui y est plongé, suivant qu'il est ou non susceptible d'être mouillé ; il reste maintenant à chercher la cause de ce dernier phénomène. Il semble, au premier abord, qu'un corps n'est susceptible d'être mouillé par un liquide que quand son attraction sur lui est plus grande que celle des

molécules liquides les unes sur les autres; mais il n'en est pas ainsi. En effet, soit CDC'D' (fig. 123) un corps solide plongé dans un liquide. Examinons les actions exercées par le liquide et le corps solide sur la molécule liquide A. L'action du liquide renfermé entre les plans AB et AD se manifestera suivant la ligne AX, qui divise l'angle BAD en deux parties égales; les résultantes des actions des parties du corps solide renfermées entre les plans MA et AC, MA et AD, seront également dirigées suivant les droites AY et AZ, qui divisent les angles MAC et MAD en deux parties égales. Cela posé, l'action exercée sur la molécule A sera la résultante des trois forces AX, AY et AZ, et la direction de cette résultante déterminera la forme de la surface liquide au point A, car la surface devra être perpendiculaire à cette résultante. Si la résultante finale est dirigée suivant AD, la surface sera plane; elle sera convexe si la résultante est dirigée dans l'angle BAD; enfin elle sera concave si la résultante est dirigée dans l'angle MAD. Pour reconnaître dans quelles circonstances la résultante prend ces différentes directions, représentons par P l'action du liquide suivant AX, et par Q l'action du corps solide suivant AY et AZ; décomposons chacune des forces Y et Z en deux autres, l'une horizontale et l'autre verticale. Les deux composantes verticales se détruiront, et les deux composantes horizontales seront égales, s'ajouteront, et leur somme sera représentée par $2Qa$, en désignant cos 45° par a. En décomposant de la même manière la force X, sa composante horizontale sera Pa, et sa composante verticale sera aussi Pa; mais la composante horizontale sera dirigée en sens contraire de la force $2Qa$: ainsi la composante horizontale totale sera $a(2Q - P)$ et agira suivant AM, et la composante verticale agissant suivant AD sera aP. Il est maintenant très-facile de trouver les relations qui doivent exister entre P et Q pour que la surface au point A soit plane, convexe ou concave: car, dans le premier cas, il faut que la résultante des deux forces $a(2Q - P)$ et aP soit dirigée suivant AD, ce qui ne peut exister qu'autant que $2Q - P = 0$; dans le second, la résultante doit être dirigée dans l'angle DAB, ce qui exige que la composante horizontale soit dirigée suivant AB, c'est-à-dire qu'elle soit négative; alors il faut que 2Q soit plus petit que P; et, dans le troisième cas, il est évident que l'on doit avoir 2Q plus grand que P. Ainsi, suivant que l'action du corps solide sur le liquide sera égale à la moitié de l'action du liquide sur lui-même, ou qu'elle sera plus grande, ou plus petite, la surface sera plane, concave, ou convexe.

226. Les phénomènes capillaires se manifestent souvent dans la nature : c'est en partie par la capillarité que les racines des plantes absorbent l'humidité de la terre qui les environne ; c'est la capillarité qui élève l'huile, les graisses et la cire fondue dans les mèches de nos différents appareils d'éclairage.

227. *Endosmose.* Les phénomènes dont il s'agit ont été découverts et étudiés avec soin par M. Dutrochet. Nous en plaçons ici la description, parce qu'ils paraissent dépendre de l'action capillaire. Voici en quoi ils consistent.

228. Lorsque deux liquides qui peuvent se mêler, et qui ont des actions capillaires différentes, sont séparés par une cloison mince et perméable à chacun d'eux, les deux liquides traversent simultanément la cloison, de manière que le niveau d'un des liquides s'élève tandis que l'autre s'abaisse. M. Dutrochet dit qu'il y a *endosmose* du liquide dont le niveau s'abaisse à celui dont le niveau s'élève, et *exosmose* du second au premier (1). Ces expériences se font au moyen d'un tube de verre ouvert à la partie supérieure, évasé en entonnoir à la partie inférieure, et fermé par une membrane mince. On remplit l'évasement d'un liquide, et on plonge le tube verticalement dans un vase plein d'un autre liquide, de manière que les niveaux soient à la même hauteur, et que la membrane ne touche pas le fond du vase (fig. 124). S'il y a endosmose du liquide du vase à celui du tube, le niveau s'élève dans ce dernier : par exemple, en mettant de l'eau dans le vase et de l'alcool dans le tube, si celui-ci n'a pas plus de 40 à 50 centimètres de hauteur, après vingt-quatre heures le liquide déverse par le sommet.

Toutes les membranes minces, végétales et animales, les lames minces d'ardoise, d'argile cuite, de marbre blanc, produisent les effets dont il est question, mais non avec la même énergie ; les lames d'argile cuite d'un millimètre d'épaisseur agissent sensiblement de la même manière qu'une vessie de cochon. Les plaques minces de marbre produisent des effets beaucoup plus petits.

229. Avec des lames minces de matières inorganiques les effets d'endosmose paraissent ne pas s'arrêter ; avec les membranes végé-

---

(1) Les expressions *endosmose*, *exosmose*, signifient *courant entrant*, *courant sortant*. Comme les deux courants ont toujours lieu simultanément, ces expressions ne sont pas convenables ; mais il faut toujours comprendre que, quand on dit qu'il y a *endosmose* d'un liquide à un autre, le courant dans ce sens est plus puissant que le courant en retour.

tales et animales, et des dissolutions de matières organiques qui ne sont sensiblement ni acides ni alcalines, les effets ne s'arrêtent que lorsque la membrane a été altérée par la putréfaction ; mais, lorsqu'on emploie des dissolutions acides, alcalines ou salées, le mouvement s'arrête beaucoup plus tôt. Les corps qui agissent avec le plus d'énergie pour détruire l'endosmose des liquides, lorsque la membrane est organique, sont les acides sulfurique et hydrosulfurique : il paraît, d'après cela, que l'influence de la putréfaction des membranes organiques pour arrêter le mouvement, provient du dégagement de l'acide hydrosulfurique, qui accompagne toujours ce phénomène.

230. En employant des lames minces organiques ou inorganiques, il y a endosmose de l'eau à l'eau chargée de toutes les substances organiques qui ne sont point sensiblement acides ; le contraire a lieu pour les dissolutions faibles d'acide citrique ou tartrique. L'endosmose a lieu de la dissolution acide à l'eau ; mais à un certain degré de concentration qui varie avec la température, l'endosmose a lieu de l'eau à la dissolution acide.

231. D'après M. Dutrochet, les seules conditions auxquelles deux liquides doivent satisfaire pour qu'il y ait endosmose de l'un à l'autre sont : 1° qu'ils puissent se mêler, 2° que leurs actions capillaires diffèrent. L'endosmose a alors lieu du liquide qui exerce la plus grande action capillaire à l'autre.

232. Le même physicien a aussi reconnu que l'excès de la quantité de liquide qui passe dans le tube de l'endosmomètre sur la quantité du liquide qui en sort est proportionnelle à la surface de la lame mince, et à la différence des hauteurs auxquelles les liquides montent dans le même tube capillaire, l'élévation ayant lieu du côté du liquide qui possède la plus faible action capillaire ; et qu'en observant la hauteur à laquelle le liquide du même endosmomètre s'élève dans le même temps, ces hauteurs sont représentées par les nombres 3, 5, 17, 11 et 12, quand l'endosmomètre est plongé dans l'eau pure, et qu'il est successivement rempli de dissolution gélatineuse, gommeuse, sucrée ou albumineuse, de même densité.

233. Les phénomènes dont il est question dépendent très-probablement des mêmes forces qui produisent la capillarité ; mais jusqu'ici on n'en a donné aucune explication satisfaisante. Une circonstance qui tendrait à faire penser que les actions capillaires ne sont pas les seules forces qui interviennent, c'est que la chaleur,

qui diminue toujours la capillarité, augmente les effets dont il s'agit.

234. C'est aux phénomènes d'endosmose qu'il faut attribuer ce fait observé par M. Parrot. Un vase de verre renfermant une dissolution végétale et fermé par une vessie fut renversé dans l'eau : bientôt la vessie se gonfla fortement, et en la perçant avec une épingle on obtint un jet de plus d'un mètre ; on produit le même effet en mettant de l'alcool dans le vase fermé. Il est très-probable que c'est aussi à la même cause qu'il faut attribuer la rupture de l'enveloppe de certains fruits, comme les cerises, après la pluie.

Équilibre des corps flottants.

235. Lorsqu'un corps flotte à la surface d'un liquide, il est sollicité à tomber par son poids et à s'élever par la poussée du fluide qu'on peut regarder comme une force appliquée au centre de gravité du fluide déplacé. Ainsi dans l'état d'équilibre, le poids du corps doit être égal au poids du fluide déplacé, et la verticale du centre de gravité du corps doit passer par le centre de gravité du liquide déplacé. On voit d'après cela, que si un corps plein et homogène est terminé dans toutes les directions par des surfaces convexes, il ne pourra flotter sur un liquide qu'autant que sa densité sera plus petite que celle du fluide. Mais si le corps contient des surfaces rentrantes, s'il a la forme d'un vase, quelle que soit sa densité, il pourra être en équilibre dans certaines positions.

236. Il y a cependant des corps pleins et homogènes plus denses que l'eau, qui se tiennent à sa surface : tels sont les corps qui ne peuvent pas être mouillés, qui ont un petit volume et que l'on pose doucement sur le liquide. Ce phénomène est dû à ce que le liquide se déprimant autour du corps, il en résulte une augmentation de volume du liquide déplacé, qui alors peut avoir un poids plus grand que celui du corps.

237. Pour qu'un corps flottant soit en équilibre stable, il faut nécessairement que, quand on lui donne un très-petit mouvement, le centre de gravité s'écarte de sa position primitive du côté de la partie du corps qui se relève, plus que le point d'application de la poussée du fluide, qui coïncide toujours évidemment avec le centre de gravité du fluide déplacé : car alors la force appliquée au centre de gravité du corps ramène ce dernier à sa position primitive. Cette condition est satisfaite quand le centre de gravité du corps est au-

dessous du centre de gravité du fluide déplacé; mais elle peut l'être dans le cas contraire : car, pour les corps homogènes sans surfaces rentrantes, le centre de gravité est plus élevé que celui du fluide déplacé, et ils ont toujours un nombre plus ou moins considérable de positions d'équilibre stable.

238. Les corps flottants sont employés avec avantage pour transporter les fardeaux, parce que la force à dépenser pour les faire cheminer à la surface d'un liquide est beaucoup plus petite que celle qui serait nécessaire pour mettre en mouvement les machines employées sur terre, et parce que l'on peut prendre pour force motrice le vent et la vapeur.

§ 5. *Mouvement des liquides.*

239. ***Mouvements d'un liquide dans le réservoir pendant l'écoulement.*** Lorsqu'un vase ABCD (fig. 125), ouvert et plein de liquide, est percé inférieurement par un petit orifice, le liquide s'écoule. Dans ce mouvement, les molécules liquides se meuvent verticalement jusqu'à quelques centimètres de l'orifice; mais au delà elles se dirigent vers lui. C'est ce que l'on peut facilement observer en mettant dans le liquide des corps d'un très-petit volume et d'une densité peu différente de la sienne : par exemple, dans l'eau, de la sciure de bois, de la cire d'Espagne pulvérisée, etc. En outre, comme il doit, au même instant, passer par toutes les tranches horizontales de l'intérieur du vase une quantité de liquide égale à celle qui sort, il faut que la vitesse moyenne dans chacune d'elles soit en raison inverse de sa surface : ainsi, dans la figure 126, la vitesse moyenne varie dans toutes les tranches; elle est à son maximum aux points *a* et *b*, et à son minimum au point *c*.

On a remarqué que pendant l'écoulement, le liquide dans le vase n'est pas toujours terminé par une surface horizontale. Lorsque le jet sort verticalement par un orifice placé au fond du vase, et que le niveau est descendu à une petite distance de l'orifice, le liquide s'écarte de l'axe de l'orifice, et forme un entonnoir dont le sommet répond à son centre (fig. 127). Si le liquide avait dans le vase un mouvement de rotation, l'entonnoir se développerait plus tôt, de même que si le vase avait lui-même cette forme (fig. 128). Si l'orifice était latéral, il ne se formerait point d'entonnoir; mais la surface du liquide éprouverait une dépression au-dessus de l'orifice (fig. 129). Ces mouvements dépendent de la forme des vases, de

la hauteur du liquide, de la dimension et de la forme de l'orifice. Jusqu'ici on n'a pas pu les soumettre au calcul.

240. *Écoulement par des orifices en minces parois; constitution des veines liquides.* La forme et la constitution des veines liquides formées par des orifices percés en mince paroi ont été étudiées par Savart. C'est de son mémoire que nous extrairons ce qui suit :

1°. Toute veine liquide lancée verticalement de haut en bas par un orifice circulaire percé dans une paroi mince, plane et horizontale, est toujours composée de deux parties distinctes. La première, qui touche à l'orifice, a la forme d'un solide de révolution dont toutes les sections horizontales vont en décroissant graduellement de diamètre. Cette première partie de la veine est calme, transparente, et ressemble à une tige de cristal ; la seconde partie, au contraire, est toujours agitée, louche, et affecte une forme assez régulière, dans laquelle on distingue une suite de renflements allongés, dont le diamètre maximum est toujours plus grand que le diamètre de l'orifice (fig. 130).

2°. Dans cette seconde partie de la veine, le liquide n'est pas continu : car, en employant un liquide opaque, tel que du mercure, on voit à travers. La continuité apparente de la veine provient de ce que les globules qui la constituent se succèdent dans le même point après des intervalles de temps plus petits que la durée de la sensation sur la rétine. Pour reconnaître la forme de ces globules, Savart s'est servi d'un appareil très-ingénieux, que nous ferons connaître en parlant de la vision, et à l'aide duquel on peut les observer comme s'ils étaient fixes. Il a aussi reconnu que la partie limpide de la veine était formée de renflements annulaires qui naissent très-près de l'orifice, se propagent le long de cette partie, en augmentant de volume, et se séparent à l'extrémité après des intervalles égaux. Ces globules, à l'instant de leur séparation, ont la même forme; mais elle change périodiquement, comme l'indique la figure 131.

3°. Ces renflements annulaires sont engendrés par une succession périodique de pulsations, qui ont lieu à l'orifice même, de sorte que la vitesse d'écoulement est périodiquement variable. Les pulsations sont assez rapides pour produire un son dont on peut facilement prendre l'unisson en faisant frapper la veine sur une membrane tendue qui le renforce. Leur nombre, dans un temps donné, est proportionnel à la vitesse d'écoulement, et en raison inverse du diamètre de l'orifice. Comme il ne dépend que de la vitesse d'écou-

lement et du diamètre de l'orifice, il est probable que la pesanteur est la seule cause du phénomène, et qu'il doit être produit par de très-petites oscillations de la masse entière du liquide, dont la partie centrale s'abaisse et s'élève périodiquement, tandis que la partie la plus extérieure est animée d'un mouvement contraire.

4°. L'amplitude des pulsations peut être considérablement augmentée par des vibrations de même période, communiquées à la masse entière du liquide et aux parois du réservoir, directement ou par l'intermédiaire de l'air. Sous cette influence étrangère, les dimensions et l'état de la veine peuvent subir des changements remarquables; la longueur de la partie limpide peut se réduire presqu'à rien, tandis que les ventres de la partie trouble acquièrent une régularité de forme et une transparence qu'ils ne possèdent pas ordinairement, et cependant la dépense n'est point altérée. Dans une expérience dont j'ai été témoin, le son d'un violon à l'unisson de la veine, mais assez éloigné pour être à peine sensible dans le lieu où elle s'écoulait, a raccourci la partie limpide de plus de 10 centimètres.

5°. L'air n'a aucune influence sensible sur les dimensions des veines ni sur le son qu'elles produisent.

6°. La constitution des veines lancées horizontalement ou même obliquement de bas en haut ne diffère pas essentiellement de celle des veines lancées verticalement de haut en bas; seulement, le nombre des pulsations à l'orifice paraît devenir d'autant moindre que le jet approche plus d'être lancé verticalement de bas en haut.

7°. Quelle que soit la direction de la veine, son diamètre décroît très-rapidement jusqu'à une petite distance de l'orifice; quand la veine tombe verticalement, le décroissement continue jusqu'à la partie trouble. Ce dernier décroissement subsiste encore si la veine se relève, même quand elle est horizontale; lorsqu'elle est dirigée de bas en haut sous une inclinaison de 25° à 45°, il est sensiblement nul, et la veine au delà de la contraction près de l'orifice est sensiblement cylindrique. Mais quand le jet s'approche davantage de la verticale, il augmente le diamètre.

On peut se rendre compte de la contraction que la veine éprouve toujours près de l'orifice, pour toutes les directions du jet, en admettant que dans l'orifice même la vitesse des molécules est décroissante du centre à la circonférence, à cause du frottement contre les bords de l'orifice : car alors, les molécules du centre ayant une plus grande vitesse que les autres, la veine devra diminuer de

diamètre; mais bientôt, les inégalités de vitesse disparaissant, la la section de la veine deviendrait constante, si d'autres causes n'intervenaient pas. Les directions extrêmement variables des molécules qui se rendent vers l'orifice ont sans doute aussi une grande influence sur la contraction de la veine. On conçoit facilement que la pesanteur, en accélérant la vitesse quand le jet a lieu de haut en bas, doit produire un décroissement continu dans la section du jet, et que le contraire doit avoir lieu quand le jet est dirigé de bas en haut.

241. *Vitesse de l'écoulement par des orifices percés en mince paroi.* Lorsqu'un liquide s'écoule par un orifice quelconque, la vitesse, nulle au premier instant, s'accroît d'une manière continue pendant un certain temps, après lequel elle devient uniforme si le niveau reste constant, ou décroît si le niveau s'abaisse. Il est facile de reconnaître que la vitesse va en croissant dès l'origine du mouvement, en perçant latéralement un vase (fig. 132); on remarque alors que le jet s'étend horizontalement, et prend successivement les courbures A,A,'A", etc., dans un temps très-appréciable. Cette accélération de vitesse à l'origine de l'écoulement provient de ce que la force motrice est due à la pesanteur, et qu'elle ne peut imprimer au liquide qui s'écoule une vitesse sensible que dans un temps fini.

242. On a trouvé par le calcul qu'un liquide qui s'écoule d'un vase de forme quelconque par un orifice inférieur ou latéral dont le diamètre est très-petit relativement à celui du vase, possède à sa sortie la vitesse qu'un corps solide acquerrait en tombant d'une hauteur égale à la distance du centre de cet orifice au niveau du liquide; et, par conséquent, qu'elle est indépendante de la nature et de la densité du liquide, puisque tous les corps, quelles que soient leur nature et leur densité, tombent de la même hauteur dans le même temps. Ainsi, en désignant par v la vitesse, par h la hauteur du niveau du liquide au-dessus de l'orifice, et par g la pesanteur, on a $v = \sqrt{2gh}$.

243. On peut vérifier la formule de la vitesse d'écoulement des liquides en observant la hauteur à laquelle s'élève le jet quand l'orifice est dirigé vers le haut : car nous avons vu que, quand un corps est lancé verticalement, il acquiert en tombant une vitesse de haut en bas parfaitement égale à la vitesse d'impulsion initiale de bas en haut; d'où il suit que la vitesse avec laquelle un liquide s'écoule d'un vase est égale à celle qu'acquerrait un corps qui tomberait de la hauteur à laquelle s'élève le jet, en supposant l'orifice

tourné convenablement. Or, on a observé qu'en prenant les précautions convenables, les jets s'élevaient sensiblement à la hauteur du niveau dans le réservoir : donc la vitesse avec laquelle un liquide s'écoule d'un vase, quelle que soit la direction du jet, est égale à la vitesse qu'acquerrait un corps qui tomberait d'une hauteur égale à la distance du centre de l'orifice à la surface du liquide. On pourrait encore vérifier la formule dont il est question en mesurant la portée du jet, c'est-à-dire la distance MN (fig. 132) à laquelle il rencontre un plan horizontal situé au-dessous de l'orifice d'une qnantité connue. D'après les expériences de Bossut, la vitesse d'écoulement ainsi obtenue ne diffère pas de $\frac{1}{100}$ de la vitesse due à la hauteur du liquide au-dessus du centre de l'orifice.

En supposant le jet horizontal, et en représentant OM par a, MN par b, la vitesse par v, et par t le temps que le liquide emploie pour passer du point O au point N, on aura :

$$b = vt,\ a = \frac{gt^2}{2},\ \text{d'où}\ v = b\sqrt{\frac{g}{2a}},$$

vitesse qu'on pourra comparer à la vitesse théorique.

244. La loi de l'écoulement que nous venons de faire connaître est encore vraie quand le liquide renfermé dans le vase et l'orifice de sortie sont soumis à la même pression. Ainsi, la vitesse d'écoulement resterait la même si le vase était placé dans le vide, dans l'air, ou dans une atmosphère d'une densité quelconque. Mais si la surface du liquide et l'orifice d'écoulement étaient soumis à des pressions différentes, il faudrait prendre leur différence, l'estimer en fonction du liquide qui s'écoule, et augmenter ou diminuer de cette quantité la hauteur du liquide dans le vase, suivant que l'excès de pression agirait sur la surface du liquide, ou sur celle de l'orifice. Ainsi, par exemple, si l'orifice communiquait avec le vide, la surface seule du liquide dans le vase serait pressée par l'air; or nous verrons plus tard qu'à la surface de la terre la pression de l'air équivaut à une colonne d'eau de $10^m,4$, qui aurait pour base la surface pressée : ainsi, dans ce cas, la pression réelle à l'orifice, de dedans en dehors, sera exactement la même que si cet orifice s'ouvrait dans l'air, et si la hauteur de l'eau dans le vase était augmentée de $10^m,4$.

245. *Dépenses par des orifices percés en mince paroi.* Si la veine liquide ne se contractait pas en sortant de l'orifice, tous les filets

liquides qui la composent auraient la même vitesse, et la dépense dans un temps donné serait égale à la vitesse multipliée par la surface de l'orifice; mais la veine se contracte, et d'une quantité trop grande pour pouvoir être négligée. Si on connaissait la section de la veine où les molécules commencent à avoir des vitesses égales et parallèles, le produit de cette section par la vitesse due à la hauteur représenterait la dépense, non pas exactement, car les circonstances qui produisent la contraction diminuent nécessairement la vitesse moyenne; cependant cette diminution est très-petite, puisque la vitesse réelle ne diffère pas de $\frac{1}{100}$ de la vitesse théorique [243]. Mais, comme il est impossible de reconnaître et de mesurer la section contractée ainsi définie, on a employé la dépense pour déterminer le rapport de sa surface à celle de l'orifice. Supposons, par exemple, qu'un liquide renfermé dans un vase s'écoule sous une charge constante h, par un orifice percé en mince paroi dont la surface est a: en désignant par Q le volume d'eau écoulé pendant une seconde, et par v la vitesse, on aura $Q = vak$, k étant le rapport de la section contractée à la surface de l'orifice, et $v = \sqrt{2gh}$; va étant la dépense dans le cas d'une contraction nulle, le rapport entre la dépense réelle et la dépense théorique va donnera k.

Pour faire ces expériences il faut nécessairement maintenir le niveau dans le vase à une hauteur constante pendant toute la durée de l'écoulement. On peut y parvenir par plusieurs procédés : 1° par un trop-plein, c'est-à-dire en faisant arriver dans le vase une quantité d'eau plus considérable que celle qui s'écoule par l'ouverture inférieure; 2° au moyen de plusieurs dispositions particulières dont il ne sera question que dans le chapitre suivant; 3° à l'aide d'un appareil fort ingénieux imaginé par Prony, et représenté dans les figures 133 et 134. ABCD est un réservoir rectangulaire garni d'une plaque yy en cuivre mince, percée à différentes hauteurs d'orifices de différents diamètres, que l'on peut déboucher à volonté. Dans ce réservoir plongent deux caisses rectangulaires M et N, fermées par le bas, fixées entre elles par des tringles de fer, et qui servent de flotteur; elles supportent, au moyen des tiges p et q, un réservoir mobile X, placé au-dessous du réservoir ABCD. Vis-à-vis l'orifice o on place un entonnoir terminé par un tuyau en cuir, dont l'extrémité débouche dans le réservoir mobile. Il résulte de cette disposition que, pendant l'écoulement, le poids qui agit sur le flotteur augmente exactement du poids de l'eau écoulée : par conséquent, il s'enfonce

à chaque instant d'une quantité telle, que le nouveau volume d'eau qu'il déplace est égal à celui qui s'est écoulé; alors le niveau reste le même.

On a trouvé ainsi les résultats suivants : 1° La forme de l'orifice est sans influence, à moins que son contour ne présente des angles rentrants. 2° Pour des orifices percés en mince paroi dont le diamètre excède 10 millimètres, la section contractée est à peu près égale à 0,6 de la surface de l'orifice. 3° Pour les orifices très-petits, la section contractée est un peu plus grande, ce qui provient probablement de ce que l'épaisseur de la paroi devient alors sensible, et qu'il se produit un effet analogue à celui qui résulte des ajutages. 4° Avec le même orifice, la dépense est plus grande quand la surface dans laquelle il est percé est concave en dedans que quand elle est plane; et c'est le contraire quand cette surface est convexe.

246. *Unité des fontainiers.* L'unité dont se servent les fontainiers pour mesurer les eaux courantes porte le nom de *pouce d'eau;* c'est la quantité d'eau qui s'écoule par un orifice circulaire d'un pouce de diamètre, percé dans une mince paroi verticale, sous une charge de 7 lignes d'eau à partir du centre de l'orifice. Le volume d'eau qui s'écoule pendant une minute est de 14 pintes anciennes de Paris, ou par 24 heures de 19,2 mètres cubes. Le demi-pouce d'eau est la quantité d'eau qui s'écoule par un orifice circulaire d'un demi-pouce de diamètre sous une charge d'eau de 7 lignes : ainsi la quantité d'eau fournie par un demi-pouce est le quart de celle qui est fournie par un pouce; celle qui est fournie par une ligne d'eau est également, non pas la 12e, mais la 144e partie de celle fournie par un pouce.

247. *Choc des veines contre des obstacles fixes.* Lorsqu'une veine rencontre une surface quelconque, la veine ne se réfléchit point; si la surface est plane, elle la suit sans s'en détacher; si elle est courbe elle la suit toujours sur une étendue plus ou moins considérable. Ainsi, par exemple, quand une veine tombe normalement sur une sphère, elle se répartit uniformément sur toute sa surface, et s'en détache au point diamétralement opposé. Un jet qui tombe normalement sur un cylindre ne l'abandonne que quand les deux parties du jet, venant à se rencontrer sur l'arête opposée, s'y réunissent pour former une nappe commune; mais si le jet ne rencontre pas le cylindre normalement, la veine en suit la surface dans une certaine étendue, et s'en sépare ensuite dans une direction, en général

très-inclinée, sur la direction primitive du jet. Ces phénomènes, qui ont été observés par Savart, paraissent dépendre de l'adhérence des liquides avec les corps qu'ils viennent frapper.

248. Au premier instant du choc d'une veine liquide contre la surface d'un corps, la pression est excessivement grande, et, quelle que soit la résistance du corps, il est toujours plus ou moins ébranlé; mais aussitôt que les filets liquides se sont détournés de leur direction, ils exercent une pression due à leur force centrifuge, et qui peut être équilibrée par un poids. On a trouvé par le calcul que, quand la surface que rencontre la veine est plane, perpendiculaire à la direction du jet, et assez étendue pour que les molécules liquides s'échappent toutes parallèlement à sa direction, la pression exercée contre le plan est égale à $2Sh$, S étant la section de la veine, et h la hauteur du liquide qui produit l'écoulement. Ainsi, elle est égale à la pression qui serait exercée contre une surface S par une colonne de liquide ayant une hauteur $2h$, ou au double de la pression qui produit l'écoulement de la veine. Voici maintenant les résultats des expériences de Savart. Lorsqu'une veine tombe sur une surface égale à sa section, la pression sur la surface est égale au poids d'un cylindre de liquide ayant pour base la surface du plan, et pour hauteur la hauteur génératrice de la vitesse, c'est-à-dire la pression statique. Quand la surface choquée à une étendue suffisante pour que toutes les molécules s'échappent dans sa direction, la pression est deux fois plus grande que la pression statique; enfin, si la veine est reçue dans une surface creuse sphérique un peu moindre qu'une demi-sphère, la pression s'élève jusqu'à quatre fois la pression statique. Le second résultat est conforme à la théorie; le premier provient de ce qu'un certain nombre de molécules conservent, du moins en partie, leur vitesse d'impulsion; et le dernier de ce que les molécules s'échappent avec une vitesse sensiblement égale à la vitesse d'impulsion, mais dirigée en sens contraire : alors la pression doit être double de la pression produite dans le second cas. Savart a obtenu les résultats que nous venons de rapporter en fixant la surface choquée à une balance, dirigeant le jet de bas en haut, et déterminant les poids qu'il fallait mettre ou enlever pour rétablir l'équilibre. Le même physicien a également constaté que les vitesses des molécules dans une même tranche normale à l'axe du jet étaient exactement les mêmes.

249. Lorsqu'une veine rencontre un plan circulaire perpendiculaire à sa direction, les changements de forme qu'elle éprouve

sont accompagnés de circonstances fort remarquables, qui ont été étudiées avec beaucoup de soin par Savart. Pour prendre une idée nette de ces phénomènes, on peut se servir d'un appareil composé d'un tube de 1 décimètre de diamètre et de 2 mètres de hauteur, dont l'extrémité inférieure est fermée par une platine de métal percée à son centre d'un orifice de 5 à 15 millimètres de diamètre (fig. 135). Le tube étant fixé verticalement et plein d'eau, on place à 1 ou 2 centimètres au-dessous de l'orifice un disque métallique circulaire à bords tranchants de 2 à 3 centimètres de diamètre, monté sur une tige de $0^m,70$ que l'on puisse placer de manière que le centre du disque corresponde avec le centre de l'orifice.

A l'instant où l'écoulement est établi, il se forme autour du disque une nappe circulaire mince, unie, transparente, terminée par une zone annulaire, parsemée de stries rayonnantes et circulaires, qui projettent au loin une multitude de gouttelettes (fig. 136). Cette partie extérieure de la nappe a été désignée sous le nom d'*auréole*. La nappe éprouve de petits mouvements périodiques d'élévation et d'abaissement qui produisent un son très-sourd, et une variation périodique de diamètre qui donne naissance à un son fort et soutenu lorsqu'on met une membrane tendue en contact avec le bord de l'auréole.

Le niveau du liquide s'abaissant continuellement, le diamètre de la nappe s'agrandit et l'épaisseur de l'auréole diminue; bientôt cette dernière disparaît, et le diamètre de la nappe est arrivé à son maximum : elle a alors la forme d'une large capsule parfaitement unie. La pression continuant à décroître, la nappe diminue graduellement de diamètre et sa courbure augmente (fig. 137); sous une pression deux fois plus petite que celle qui correspond au maximum de diamètre elle se ferme entièrement (fig. 138). Alors elle diminue insensiblement de volume; mais quand la pression devient très-petite, sa partie supérieure se relève brusquement (fig. 139); puis, après un temps extrêmement court, la première forme reparaît, et ces changements instantanés de forme se renouvellent périodiquement sept à huit fois, jusqu'à ce que la nappe, diminuant toujours de volume, disparaisse entièrement. Alors il se forme sur la couche d'eau qui recouvre le disque des ondes fixes annulaires, qui naissent près de la circonférence et se propagent jusqu'au centre; à cet instant elles disparaissent à la circonférence, où elles sont remplacées par un bourrelet beaucoup plus élevé. Ensuite le jet se

recouvre d'ondes qui naissent de sa partie inférieure et l'envahissent dans toute son étendue; enfin ces ondes disparaissent à la base, le jet cesse d'être continu, et l'écoulement s'arrête.

Ces différents phénomènes sont modifiés par le diamètre de l'orifice et celui du disque, par la vitesse d'écoulement, la nature et la température du liquide, et par la distance du disque à l'orifice.

1°. La nappe atteint son maximum de diamètre à des pressions d'autant plus faibles que le diamètre de l'orifice est plus grand, et son diamètre absolu est d'autant moindre que l'orifice est plus petit. 2° Les pressions auxquelles les nappes se ferment sont sensiblement moitié de celles qui correspondent à leur maximum de diamètre, et leurs diamètres sont proportionnels à ceux des orifices quand ils sont compris entre 3 et 20 millimètres. 3° A partir de 1 à 2 centimètres, l'accroissement de distance du disque donne lieu à des phénomènes analogues à ceux qui résultent d'une augmentation de pression et d'une diminution de diamètre de l'orifice. 4° Lorsque le jet a différentes directions, la pesanteur ne modifie sensiblement la forme des nappes que quand la pression est très-petite. 5° Lorsqu'on fait varier le diamètre du disque à partir du diamètre de la veine, toutes les autres circonstances restant les mêmes, le diamètre de la nappe, d'abord nul, croît jusqu'à une certaine limite d'autant plus éloignée que la pression est plus grande; ensuite elle décroît, et devient nulle de nouveau : alors la nappe étendue sur le disque est terminée par un bourrelet dont le diamètre intérieur est d'autant plus grand que la pression est plus forte. 6° La température seule variant, le maximum de diamètre de la nappe a lieu pour l'eau à 4°; à 100° la nappe n'existe pas; une très-petite quantité d'acide ajoutée à l'eau empêche la nappe de se fermer.

Ainsi les phénomènes dont il est question dépendent de la vitesse d'impulsion, de la pesanteur, de l'action moléculaire du liquide, et de l'adhérence du liquide pour le disque. Quant aux variations brusques de dimension et de forme qu'éprouve la nappe sous de faibles pressions, le diamètre du disque, la matière dont il est formé, la forme arrondie ou anguleuse de son bord, sa distance à l'orifice et le diamètre du vase exercent une grande influence. Par exemple, avec des vases de 3 ou 4 décimètres de diamètre on n'observe pas de relèvement, si ce n'est quand la pression est excessivement faible, mais seulement des changements brusques de dimension. Savart a démontré par des expériences très-curieuses

que le changement de courbure était dû à un changement de signe dans la différence des vitesses des molécules des deux surfaces de la nappe. Il faut alors nécessairement admettre que, sous de très-faibles pressions qui ne dépassent pas 15 à 20 centimètres, non-seulement l'écoulement n'a lieu qu'avec une vitesse périodique [240], mais, de plus, qu'à des intervalles de temps plus ou moins considérables la vitesse d'écoulement décroît brusquement, et que ces décroissements sont accompagnés de variations de vitesse dans les molécules de l'axe et de la circonférence de la veine. Ce fait paraît d'ailleurs exister pour les très-grandes pressions : car le son des auréoles, de même que celui des parties troubles des veines, décroît par sauts brusques, et non pas graduellement, à mesure que la pression diminue.

250. *Choc des veines entre elles.* Savart a examiné les effets qui résultent de deux veines qui se meuvent en sens contraire, et qui se rencontrent dans la même direction. Dans toutes les expériences, les liquides s'écoulaient de deux vases cylindriques placés parallèlement (fig. 139 A). Voici les principaux phénomènes observés.

1°. Lorsque les deux vases se vident librement sous des pressions égales, la durée de l'écoulement est la même, pour chacun d'eux, que si les veines ne se rencontraient pas, que les diamètres des vases et des orifices soient égaux ou inégaux. Quand les orifices et les diamètres des vases sont égaux, ainsi que la pression à l'origine de l'écoulement, l'égalité de pression subsiste pendant toute la durée de l'écoulement, et il se forme au point de rencontre des deux veines une nappe circulaire plane, perpendiculaire à l'axe des veines. Si les orifices sont égaux et les diamètres des vases différents, la nappe s'applique contre le plan de l'orifice du vase de moindre diamètre, et l'égalité de pression subsiste encore. Si les diamètres des orifices sont eux-mêmes différents, l'égalité de pression peut encore subsister, du moins tant qu'ils sont dans un rapport plus petit que celui de 1 à 2; mais l'équilibre qui s'établit alors entre les deux pressions est instable, la plus faible agitation peut le détruire.

2°. Quand les niveaux des deux vases sont maintenus à une hauteur constante, la dépense est égale à celle qui aurait lieu si les veines ne se rencontraient pas, et il se produit une nappe plane si les orifices sont égaux, et, dans le cas contraire, une nappe ellipsoïdale tournée du côté de la veine la plus petite, pourvu

que le rapport des diamètres des orifices n'excède pas celui de 1 à 3.

3°. Le niveau de l'un des vases étant seul maintenu constant, l'autre ne dépense rien, et il se forme contre le plan de son orifice une nappe adhérente. Le même résultat a lieu quand l'orifice du vase à niveau constant est plus grand que l'autre; dans le cas contraire, la dépense du vase ayant le plus grand orifice est encore nulle si le rapport des diamètres n'excède pas celui de 2 à 1. Pour une plus grande différence, le niveau du vase qui ne reçoit point de liquide s'abaisse par oscillations, jusqu'à ce qu'il ait atteint une certaine limite qui n'a rien de bien fixe, et alors la différence des niveaux reste constante.

4°. Lorsque les vases ont le même diamètre, que les orifices sont égaux, et que leurs centres sont placés sur la même ligne horizontale, si l'un des vases est plein et l'autre vide, la veine liquide pénètre dans le second vase; la masse liquide se partage également entre eux dans un temps qui n'est que les deux tiers de celui qu'il faudrait si les vases communiquaient par un orifice égal à celui qui lance la veine.

251. *Écoulement par des tuyaux additionnels.* Quand on place un ajutage sur l'orifice d'écoulement, il peut arriver que la veine passe dans l'ajutage sans le toucher : alors celui-ci ne modifie en rien la veine ni la dépense. Il peut également arriver que la veine adhère à l'ajutage : alors l'écoulement se fait à plein orifice. Dans ce dernier cas, et avec un ajutage cylindrique, si sa longueur n'excède pas quatre fois son diamètre, la dépense est augmentée à peu près de 1/3. Lorsque l'ajutage est évasé, on peut obtenir encore une plus grande dépense; mais s'il était placé en dedans du vase, la dépense serait diminuée. L'effet produit par les ajutages exige nécessairement que la veine soit adhérente, et cette condition ne peut être satisfaite qu'autant que le liquide peut en mouiller la paroi intérieure, et, en outre, que la pression qui produit l'écoulement n'excède pas certaines limites.

252. *Écoulement par de longs tuyaux.* Lorsqu'un liquide s'écoule par un tuyau d'une grande longueur, les frottements qu'il éprouve diminuent sa vitesse, qui est alors souvent beaucoup plus petite que celle qui résulte de la formule $V = \sqrt{2gh}$.

D'après les expériences d'Eytelwein, en désignant par Q la dépense par seconde, par H la hauteur génératrice de la vitesse, c'est-à-dire la distance verticale du centre de l'orifice d'écoulement au niveau de l'eau dans le réservoir,

par D le diamètre constant de la conduite, et par L la longueur du tuyau, on a

$$Q = 20,8\sqrt{\frac{HD^5}{L + 54D}}, \text{ et } V = \frac{4Q}{\pi D^2} = 26,44\sqrt{\frac{HD}{L + 54D}}.$$

D'après Prony, $V = 26,79\sqrt{\frac{DH}{L}}$; mais cette dernière formule exige que L soit très-grand par rapport à D. Prony l'a vérifiée sur des conduites dont les longueurs se sont étendues jusqu'à 2280 mètres.

Ces formules supposent que le tuyau est rectiligne, de même diamètre dans toute son étendue, et que l'orifice d'écoulement à le même diamètre que la conduite.

253. *Écoulement par des tuyaux capillaires.* Les tuyaux capillaires diminuent beaucoup plus la vitesse que ceux dont le diamètre est considérable, parce que, le frottement n'agissant directement que sur le liquide qui touche les parois, l'action de celui-ci sur la colonne liquide est d'autant plus grande que la section est plus petite par rapport au contour.

Les liquides qui ne peuvent pas mouiller la substance solide des tubes cessent complétement de s'écouler sous une certaine pression pour la même longueur, ou pour une certaine longueur lorsque la pression reste la même. Par exemple, le mercure cesse de s'écouler par un tube de verre dont le diamètre est de $1^{mm},12$, lorsque la charge restant de $9^{mm},5$, la longueur est de 375 millimètres. Elle cesserait, à plus forte raison, si, la charge étant la même, la longueur augmentait, ou si le diamètre diminuait, ou si, ces deux circonstances restant les mêmes, la charge devenait plus petite.

Quand les liquides peuvent mouiller les tubes, l'écoulement ne cesse point; mais il se ralentit par l'allongement du tube ou la diminution du diamètre. La vitesse est la même quand l'extrémité du tube est plongée dans un liquide de même nature, ou quand il débouche dans l'air. La dépense augmente avec la température. Enfin, les inégalités de vitesse d'écoulement des différents liquides dans les mêmes circonstances ne paraissent pas dépendre uniquement de la viscosité, car l'alcool coule moins vite que l'eau, l'eau sucrée et l'huile de térébenthine coulent plus vite que l'eau. On peut facilement constater ces inégalités de vitesse en mesurant la hauteur du jet vertical.

On avait cru pouvoir expliquer ces phénomènes, en admettant qu'une couche de liquide restait adhérente aux parois du tube; mais la grande épaisseur que, dans certains cas, il fallait supposer à cette couche, rendait cette supposition peu probable; d'ailleurs on peut

démontrer directement qu'il n'en est point ainsi, en mettant dans l'eau des poussières fines, d'une densité peu différente : elles sont entraînées par le liquide, et on voit des parcelles se mouvoir à une distance des parois tout à fait inappréciable.

Depuis les recherches que nous venons de rapporter, M. Poiseuille a fait de nouvelles expériences sur l'écoulement des liquides dans des tubes capillaires, en employant tous les moyens de précision que permet l'état actuel de la science ; il a confirmé les principaux faits que nous venons de rapporter, et il a découvert des lois, qui se vérifient avec une parfaite exactitude quand la longueur des tubes est très-grande relativement à la section ; ces lois sont renfermées dans la formule suivante

$$Q = K. \frac{HD^4}{L},$$

dans laquelle Q représente la dépense, H la pression, D le diamètre et L la longueur du tube. Pour l'eau, H étant la hauteur d'eau en millimètres, toutes les longueurs estimées en millimètres et Q la dépense par seconde, $K = 183,783$.

La vitesse d'écoulement augmente rapidement avec la température. La dépense de l'eau en fonction de la température est représentée par la formule

$$Q = 1836,724\ (1 + 0,0336793T + 0,0002209936\,T^2)\frac{HD^4}{L},$$

dans laquelle T représente la température en degrés centigrades, et H la pression en millimètres de mercure.

Dans les mêmes circonstances les vitesses d'écoulement de l'eau et de l'alcool sont dans le rapport des nombres 682 et 523. L'alcool, ainsi que les différentes combinaisons avec l'eau et l'éther, suivent les mêmes lois que l'eau pure. Pour le mercure la vitesse d'écoulement paraît être proportionnelle à la première puissance du diamètre.

254. *Pressions latérales des liquides en mouvement.* Nous avons vu que les liquides jouissaient de la propriété de transmettre la pression dans tous les sens ; mais cela n'a lieu que quand les liquides sont en repos : quand ils sont en mouvement, ils se meuvent comme les corps solides, et ne transmettent latéralement la pression que quand ils rencontrent des obstacles à leur mouvement. D'après Daniel Bernouilli, quand un liquide s'écoule par un tuyau cylindrique, la pression en un point quelconque du tuyau, et perpendiculairement à sa surface, est proportionnelle (indépendamment de la pression due au poids de la tranche liquide correspondante et à la pression de l'air qui se transmet intégralement par les deux extrémités) à la hauteur du niveau du liquide au-dessus du centre de la section correspondante au point, diminuée de la hauteur du liquide

capable de produire la vitesse qui existe réellement au point dont il est question; ou, en d'autres termes, la pression est mesurée par la différence des hauteurs correspondant à la charge et à la vitesse réelle. On voit d'après cela que la pression en un point quelconque sera d'autant plus grande que la vitesse s'y trouve plus diminuée; qu'elle sera nulle quand la vitesse réelle est égale à celle due à la charge en ce point, et qu'elle serait négative si la vitesse était plus grande. Le premier cas se rencontre dans un tuyau horizontal, attendu que la vitesse est diminuée par le frottement; le dernier, quand le tuyau est vertical ou incliné, attendu que, la section de la veine ne pouvant pas diminuer, la vitesse à une certaine hauteur est plus grande que la vitesse due à la hauteur du niveau au-dessus de ce point. La loi de Bernouilli a été vérifiée par des expériences assez multipliées pour que l'on puisse la regarder comme suffisamment exacte (*Hydrodynamique* de Bossut et de Dubuat). Si le tuyau était courbe, il faudrait ajouter à la pression ainsi déterminée celle qui proviendrait de la force centrifuge.

La loi de Bernouilli que nous venons de citer suppose que le tuyau est cylindrique. Si le tuyau avait des renflements et des étranglements, il serait difficile de trouver la loi des pressions latérales. Alors l'expérience indique qu'avant chaque étranglement la pression est positive, et qu'elle peut être négative après. Quand le tuyau par lequel s'échappe un liquide est court et évasé, et que le liquide s'écoule à plein orifice, la pression contre les bords évasés du tuyau est toujours négative.

On peut mesurer la pression latérale dans un tuyau, et en reconnaître le signe en y plaçant un tube de verre recourbé, ouvert par les deux bouts (fig. 140) et renfermant de l'eau ou du mercure. La figure 141 représente l'appareil à l'aide duquel on peut reconnaître la pression négative dans un tuyau vertical; la figure 142, l'appareil à l'aide duquel Venturi a prouvé le premier l'aspiration qui se développe contre les parois d'un ajutage cylindrique ou évasé. La veine tendant naturellement à se contracter, un ajutage cylindrique produit évidemment l'effet d'un ajutage évasé. Dans une expérience de Venturi, ce physicien a constaté que l'aspiration contre le bord de l'ajutage près de son origine était presque double de la hauteur de l'eau dans le vase.

255. *Réaction produite dans un vase par l'écoulement du liquide qu'il renferme.* Lorsqu'un liquide est en repos dans un vase, les pressions sur les parois opposées, étant égales et de signes con-

traires, se détruisent mutuellement et ne peuvent imprimer aucun mouvement au vase; mais si on perce la paroi en un point quelconque, le liquide s'échappera perpendiculairement à la surface de cette paroi, et le vase sera poussé en sens contraire par la pression sur la paroi opposée à l'orifice, qui n'est plus contre-balancée par la résistance de la partie de la paroi supprimée. C'est, en effet, ce qu'il est facile de vérifier en suspendant à un fil AB (fig. 143) un petit ballon M plein d'eau et garni d'une tubulure *m*. A l'instant où l'on permet au liquide de s'échapper, le vase se meut en sens contraire de l'écoulement, et le fil AB s'écarte de la verticale AC d'une quantité d'autant plus grande que le diamètre de l'orifice et sa distance au niveau intérieur du liquide sont plus grands. On peut obtenir un effet analogue en faisant flotter un vase sur l'eau (fig. 144). On peut encore rendre beaucoup plus sensibles les mouvements produits par l'écoulement, au moyen de l'appareil (fig. 145) : il consiste en un tube creux vertical AB, terminé inférieurement par une douille garnie d'ajutages percés d'orifices latéraux, et supérieurement par un entonnoir; les deux extrémités du cylindre sont munies de tiges terminées par des pointes qui s'engagent dans des cavités pratiquées aux supports M et N, de sorte que l'appareil peut tourner librement autour de l'axe du cylindre; on fait arriver un courant d'eau dans l'entonnoir : ce liquide s'échappe par les orifices latéraux *m*, *m'*, *m''*, et produit un mouvement de rotation en sens contraire de l'écoulement.

256. *Eaux jaillissantes.* Puisque la vitesse du liquide qui s'écoule par un petit orifice est la même que celle qu'acquerrait un corps en tombant d'une hauteur égale à celle du niveau du liquide au-dessus de l'orifice, et que la vitesse à la fin de la chute est celle qu'une force de projection devrait imprimer au corps pour atteindre cette hauteur [65], il en résulte que si le jet est vertical ou dirigé en dessus de l'horizon, il doit s'élever jusqu'au niveau du réservoir. Mais le jet ne parvient jamais à cette hauteur; plusieurs causes s'y opposent : 1° le frottement dans le tuyau de conduite et dans l'ajutage, 2° la résistance de l'air, 3° la chute du liquide qui retombe sur celui qui s'élève. Il est évident qu'on augmentera la hauteur du jet en prenant des orifices d'un très-petit diamètre relativement à celui des tuyaux de conduite, en les perçant dans une paroi très-mince, et enfin en inclinant un peu le jet.

En combinant les expériences de Mariotte avec celles de Bossut, on trouve

qu'en désignant par h la hauteur de l'eau au-dessus de l'orifice, et par h' la hauteur du jet, on a

$$h' = h - 0,1\,h^2,$$

l'orifice étant percé en mince paroi, et la vitesse de l'eau dans le tuyau ne dépassant pas 2 à 3 décimètres par seconde.

257. *Écoulement dans des canaux.* Il n'en est pas des canaux comme des tuyaux de conduite : les canaux, étant ouverts à leur partie supérieure, n'ont aucune influence sur la dépense du réservoir; un canal de forme quelconque, dont le régime est établi, fournit dans le même temps la même quantité d'eau qu'il reçoit du réservoir, et, par conséquent, dans une tranche quelconque du canal il passe à chaque instant le même volume d'eau. Il suit de là que la vitesse du courant augmente à mesure que le canal devient plus étroit, et diminue lorsque sa largeur augmente; comme la vitesse est due à la pesanteur, elle augmente avec la pente du canal. Lorsque celui-ci a une pente uniforme, et que sa section est la même dans toute son étendue, la vitesse est uniforme. Mais, dans une même tranche du canal, la vitesse n'est point égale pour toutes les molécules : celles qui sont situées contre les parois sont retardées par leur frottement contre ces parois, et elles retardent à leur tour celles qui les avoisinent. Le maximum de vitesse existe à la surface, au centre du courant. Il résulte des expériences de Prony, qu'en désignant par V la vitesse maximum du courant, et par v la vitesse moyenne, cette dernière est donnée par la formule $v = V\,(V + 2,37187) : (V + 3,15312)$. Quant aux fleuves et aux rivières, lorsque le niveau reste constant dans chaque section transversale, la quantité d'eau qui s'écoule par chacune d'elles est encore constante; mais la vitesse moyenne change d'une tranche à une autre en raison inverse de la surface de la section, et dans chaque section la vitesse varie d'un point à un autre. Le maximum a encore lieu au milieu de la surface du courant; mais l'expérience n'a point appris comment la vitesse moyenne peut se déduire de la vitesse maximum.

258. *Résistance des liquides au mouvement des corps solides qui y sont plongés ou qui flottent à leur surface.* La résistance qu'un corps solide éprouve à se mouvoir dans un liquide provient de deux causes différentes : la première résulte du mouvement qu'il communique aux parties du liquide qu'il déplace successivement; et la seconde, de la force nécessaire pour désunir les parties du liquide entre lesquelles il vient s'interposer. La première cause doit varier comme le carré de la vitesse, car elle est proportionnelle à la masse du

fluide qui reçoit du mouvement et à la vitesse qui lui est communiquée, et la masse de fluide déplacé est évidemment proportionnelle à la vitesse. Cependant l'expérience a fait connaître que cette résistance augmente avec la vitesse suivant une loi beaucoup plus rapide. Il est probable que cette anomalie provient de l'élévation du liquide en avant et de la dépression qui se produit derrière quand le corps mobile est flottant, et du vide qui tend à se former derrière lui quand il est entièrement submergé. Il paraît aussi que, pour des corps semblables, les résistances sont proportionnelles aux dimensions homologues, du moins c'est ce qui a été constaté pour des corps sphériques. Quant à l'influence de la forme des corps, elle est très-grande; on sait seulement que, pour une surface plane, la résistance est d'autant plus petite que le choc a lieu sous une plus petite inclinaison, que la résistance d'une surface concave est plus grande que celle d'une surface convexe. La longueur du corps, ainsi que sa forme à l'arrière, ont aussi une grande influence en facilitant plus ou moins l'accès du liquide dans le vide que le corps en mouvement tend à former derrière lui.

La seconde cause de résistance, celle qui est due à l'adhérence des molécules du liquide, est beaucoup plus petite que la première, du moins dans les liquides ayant peu de viscosité. Coulomb l'a étudiée avec le soin qu'il a mis dans toutes ses recherches; c'est de son mémoire que nous avons extrait ce qui suit.

L'appareil de Coulomb (fig. 146) est composé d'un châssis ABCD, dont la partie horizontale BC soutient un cercle divisé fixe E, portant à son centre une tige verticale mobile garnie d'une aiguille *ab*, et inférieurement d'une pince *c* qui reçoit un fil de cuivre *de*, dont l'extrémité est fixée dans la pince *f* du cylindre *fg*; celui-ci porte deux cercles métalliques horizontaux FG et IK, solidaires avec lui; le premier seul est divisé, le second est destiné à être plongé dans le liquide contenu dans le vase XY; un index *hi*, fixé sur le support HD, est destiné à mesurer l'amplitude des oscillations du disque plongé dans le liquide. Pour se servir de cet appareil, Coulomb plaçait l'index *hi* sur le zéro de la division du cercle FG; il donnait un léger mouvement de rotation à ce disque et l'abandonnait à lui-même : la force de torsion du fil métallique *de* le faisait osciller, et il observait, après un certain temps, la diminution d'amplitude des oscillations.

Il est évident que, dans ces expériences, la résistance du fluide due à l'inertie est nulle, car aucune partie du fluide n'est déplacée,

et que la seule qui se manifeste est due à la cohésion du fluide. Coulomb, en soumettant au calcul les résultats d'un grand nombre d'observations, a trouvé 1° que la résistance due à la cohésion des liquides est proportionnelle à la vitesse; 2° qu'elle est indépendante de la nature de la surface du corps; 3° que la pression à laquelle le fluide est soumis est également sans influence sur la valeur absolue de cette résistance.

§ 6. *Emploi des corps liquides pour transmettre et modifier les forces.*

259. Nous avons vu précédemment que, quand un liquide est contenu dans un vase fermé de toutes parts, et qu'on exerce une pression en un point quelconque de la paroi, elle se transmet sur tous les autres. C'est sur cette propriété caractéristique des liquides qu'est fondé leur emploi en mécanique. De toutes les machines dont le jeu repose sur les propriétés des liquides, la plus importante est la presse hydraulique, dont la découverte est due à Pascal.

260. *Presse hydraulique.* Considérons un tube deux fois recourbé ABCD (fig. 147), dont les branches cylindriques et verticales aient des diamètres inégaux, et supposons que, ce tube étant rempli d'un liquide quelconque, on applique sur les surfaces libres du liquide les deux pistons M et N. Si une force P agit sur le piston N, elle se transmettra à travers le liquide, et le piston M sera poussé en sens contraire avec une force qui sera à la force P comme la surface du piston M est à la surface du piston N; car chaque partie de la paroi dont l'étendue est égale à celle du piston N supporte une pression égale à P. Ainsi, dans l'appareil dont il est question, l'effet d'une force peut être augmenté dans un rapport quelconque; mais la vitesse communiquée est en raison inverse de cette augmentation de pression : car, lorsque le piston N descend d'une certaine quantité, le liquide déplacé ne s'élève dans le cylindre AB que d'une quantité réciproque aux surfaces AA' et DD'. Ainsi, les effets de cette machine sont absolument semblables à ceux d'un levier dans lequel la puissance et la résistance seraient appliquées à des distances du point de rotation dans le même rapport que les surfaces des bases des cylindres CD et AB.

D'après cela on concevra facilement la disposition et l'effet de la presse hydraulique. La figure 148 représente l'élévation d'une de ces

machines, et la fig. 149 une coupe de la pompe d'injection sur une plus grande échelle. A, corps de pompe de la presse : c'est un cylindre de fonte ou de bronze, ouvert seulement par la partie supérieure, pour recevoir le piston B. Ce dernier est un cylindre alésé sur toute sa longueur ; il ne frotte contre le corps de pompe que dans la partie supérieure de ce dernier. *a*, cavité garnie d'un cuir imperméable à l'eau, ayant la forme d'un demi-canal annulaire, placé de manière que l'ouverture soit tournée vers le bas ; il est facile de voir que par cette disposition la partie du cuir qui touche le piston s'applique contre lui d'autant plus fortement que la pression est plus grande. C, plateau de fonte fixé sur le piston, qui monte et descend avec lui, et sert à presser les objets contre la traverse fixe E, soutenue par les colonnes de fonte DD. F, pompe d'injection qui se manœuvre au moyen d'un levier G*d*, auquel on imprime un mouvement de va-et-vient, dans le sens vertical autour du point d'appui *d* plus ou moins rapproché de la tige du piston H. J, bâche pleine d'eau dans laquelle la pompe d'injection s'alimente. K, tuyau de communication entre les deux pompes. L, soupape à poids qui sert à mesurer la pression. M, vis servant de soupape, au moyen de laquelle on opère la dépression en vidant l'eau qui retombe dans la bâche J. N, autre vis qui sert à permettre ou à arrêter le jeu de la soupape *l*, par laquelle l'eau peut s'échapper du tuyau de communication. *o*, soupape d'aspiration. P, crapaudine ou passoire que l'eau traverse pour arriver à la pompe d'injection. Q, boîte à étoupes dans laquelle passe le piston H de la pompe d'injection.

Lorsqu'on élève le piston de la pompe d'injection H, la pression de l'air sur l'eau du réservoir J fait ouvrir la soupape *o*, et le corps de pompe se remplit de liquide. Quand le piston est abaissé, l'eau renfermée dans le corps de pompe, par la pression qu'elle éprouve, ferme la soupape *o*, ouvre la soupape *l*, s'introduit dans le cylindre A, fait monter le piston B, et comprime les objets placés au-dessus de la plaque C. S'ils doivent rester en presse, on ferme la soupape *l* au moyen de la vis N; enfin on supprime la pression en détournant la vis M. Pour calculer l'effet de cette machine, supposons qu'on applique à l'extrémité du levier une force équivalente au poids de 25 kilogrammes, que la longueur de G*d* soit d'un mètre, et *cd* de 5 centimètres : l'effort sur la tête du piston sera de 25 kilogrammes multipliés par $\frac{1^m}{0,05}$, c'est-à-dire de 500 kilogrammes ; et

si nous supposons que la surface de la section du corps de pompe A soit cent fois plus grande que celle du corps de la pompe foulante, la pression exercée sur les matières soumises à l'action de la presse sera équivalente au poids de 50000 kilogrammes.

§ 7. *Emploi des liquides comme moteurs.*

261. Lorsqu'un liquide est en mouvement, on peut toujours utiliser la force, ou du moins une partie de la force qui l'anime, pour faire mouvoir une machine. En partant des principes que nous avons exposés [156], on trouve que la puissance dynamique d'une chute d'eau est représentée par le produit p du poids de l'eau écoulée dans l'unité de temps et de la hauteur h de la chute; ph représente alors le maximum d'effet ou le travail qui pourrait être produit. Mais ce travail n'est jamais complétement recueilli par la machine : car l'eau, après avoir agi, doit s'écouler, et par conséquent conserver une certaine vitesse; ensuite comme les parties de la machine sur lesquelles l'eau agit directement doivent avoir aussi une certaine vitesse, l'eau ne les presse que par la différence de la sienne à la leur; enfin, la machine ne transmet pas tout ce qu'elle a recueilli, à cause des frottements et des ébranlements. D'après ce que nous avons dit sur les machines en général, il est facile de voir que, si une machine élevait un poids d'eau p' à une hauteur h', son travail serait $p'h'$, et comme il est toujours plus petit que la puissance dynamique du moteur, on aurait toujours $p'h'$ plus petit que ph. Ainsi une machine quelconque mue par une chute d'eau ne pourrait pas élever à la hauteur de la chute dans un certain temps un volume d'eau égal à celui qui a été employé pendant le même temps pour produire le mouvement. Les machines hydrauliques utilisent des fractions très-variables de la puissance dynamique des moteurs suivant leur nature et celle des cours d'eau, et pour un moteur donné il y a toujours une disposition de machine qui est plus avantageuse que toute autre.

Les phénomènes physiques qui accompagnent la transmission du mouvement dans les roues hydrauliques à godets, ou dans celles à palettes, sont faciles à concevoir. On en peut dire autant de ceux qui se passent dans les roues à réaction, dont nous avons développé le principe précédemment [255]. Mais il y a une machine, inventée par Montgolfier, dont le jeu est fondé sur des phénomènes dont il n'a point encore été question, et que nous devons décrire avec dé-

tail : elle est connue sous le nom de *bélier hydraulique*, et destinée à élever à une certaine hauteur, par l'effet d'une chute d'eau, une partie de celle-ci.

262. *Bélier hydraulique.* C (fig. 150) est un tuyau communiquant avec la partie inférieure d'un réservoir plein d'eau; sur ce tuyau se trouve une ouverture circulaire fermée par une soupape E, dont le poids est deux fois plus grand que celui d'un égal volume d'eau. Le tuyau C se termine par un tube carré F, fermé supérieurement et garni latéralement d'une soupape G, qui s'ouvre dans un réservoir H, communiquant avec le tuyau d'ascension I. L'eau du réservoir dans lequel est placé le bélier s'écoule par le tuyau J.

Lorsque l'eau commence à s'écouler par le tuyau C, la soupape E est ouverte, la vitesse va en croissant, et avant qu'elle ait atteint son maximum la soupape E s'élève et arrête l'écoulement. Alors l'eau exerce contre toutes les parois du tuyau un choc dû à sa vitesse, et la soupape G s'ouvre; une partie de l'eau passe dans la cloche, et de là dans le tuyau d'ascension. Immédiatement après, les parois qui ont été comprimées réagissent par leur élasticité, l'eau est refoulée vers le réservoir, il se forme une espèce de vide, les soupapes retombent, et l'eau recommence à s'écouler par les orifices DD; sa vitesse augmente graduellement, bientôt la soupape E est soulevée de nouveau, et les mêmes phénomènes se reproduisent périodiquement. La soupape à piston *e* est destinée à renouveler l'air du réservoir H, qui est continuellement absorbé par l'écoulement de l'eau. Cette soupape est composée d'un prisme triangulaire mobile dans un tuyau circulaire, terminé aux deux extrémités par deux plaques percées au centre, de deux petits orifices que le piston prismatique ferme alternativement. Après chaque coup de bélier la pression atmosphérique précipite le petit piston vers l'intérieur, et détermine ainsi périodiquement l'introduction d'une certaine quantité d'air.

Le bélier hydraulique peut être employé pour élever l'eau à une très-grande hauteur, mais non à une hauteur quelconque, parce que l'effet du choc peut toujours être détruit par une certaine pression, très-grande à la vérité, mais qui pourtant a une valeur finie. Le travail utile des béliers va jusqu'à 0,90, quand l'eau n'est pas élevée à une grande hauteur; il diminue à mesure que cette hauteur augmente, et finit, quand elle est très-grande, par être au-dessous de celui des autres machines. Ils sont rarement employés, parce qu'ils produisent un bruit incommode, et qu'en général les ébran-

lements périodiques qu'ils éprouvent les mettent rapidement hors de service. J'ai vu cependant des béliers qui fonctionnaient depuis plusieurs années.

CHAPITRE V.

CORPS GAZEUX.

§ 1er. *Constitution des corps gazeux.*

263. Dans les corps gazeux, comme nous l'avons exposé, les molécules sont à des distances plus grandes que le rayon d'affinité sensible, et la force répulsive du calorique y produit une tendance continuelle à l'expansion, qui ne peut être détruite que par la résistance des vases dans lesquels ils sont enfermés, ou par des forces étrangères.

264. Jusqu'à cette époque à peu près, on avait établi parmi eux deux grandes divisions : on admettait qu'il en existe qui conservent l'état gazeux quels que soient la pression et l'abaissement de température auxquels on les soumette; que pour d'autres la diminution de volume et le refroidissement ne doivent pas dépasser certaines limites, sinon ils retournent, du moins en partie, à l'état liquide. Les premiers avaient reçu le nom de *gaz permanents* ou simplement de *gaz*, les autres celui de *vapeurs*. Cette distinction n'a rien d'absolu; car aujourd'hui presque tous les gaz que l'on regardait comme permanents ont été liquéfiés, plusieurs même solidifiés, et l'on ne peut plus réellement les considérer que comme des vapeurs, qui, dans les circonstances ordinaires de pression et de température, sont plus ou moins dilatées. Nous reviendrons plus tard avec détail sur cet objet. Dans ce qui va suivre, il ne sera question que des gaz que l'on peut encore appeler permanents : il sera facile plus tard de comprendre en quoi leurs propriétés générales, dont nous allons nous occuper, sont modifiées quand il s'agira de ceux auxquels ce titre ne doit pas être conservé.

Nous parlerons d'abord de l'air qui nous environne de toutes parts, au milieu duquel nous agissons toujours sans pouvoir nous

soustraire à son influence ; si nous ne commencions pas par faire connaître ses propriétés, nous ne saurions expliquer les procédés employés pour obtenir les autres gaz isolés.

De l'air.

265. *L'air est compressible et élastique.* On démontre cette double propriété en pressant également dans tous les sens une vessie pleine d'air : le gaz cède à la pression, diminue de volume et revient à son état primitif aussitôt que la force comprimante cesse d'agir. Les ballons gonflés dont les enfants se servent dans leurs jeux, doivent leur élasticité à l'air condensé qu'ils renferment.

266. *L'air communique également la pression dans tous les sens.* C'est ce que l'appareil fig. 151 est propre à rendre manifeste. AB est un corps de pompe, avec la partie inférieure auquel communique un réservoir rempli d'air, et dont les parois percées d'un grand nombre d'ouvertures portent à chacune un tube de verre recourbé. Dans le coude de chaque tube on met du mercure ou un liquide de couleur foncée : aussitôt qu'on abaisse le piston M, l'air est comprimé, et l'on voit s'établir dans tous les tubes la même différence de niveau : d'où l'on peut conclure que l'air transmet également dans toutes les directions aux parois des vases qui le renferment, et perpendiculairement à leur surface, les pressions que l'on exerce sur lui.

267. *L'air tend continuellement à se dilater.* Quand de l'air est contenu dans un vase ouvert, il conserve son volume, parce que l'air environnant possède une force expansive égale et opposée : mais si le vase ayant des parois capables de résister à la pression de l'air extérieur et fermées de toutes parts de manière à soustraire le fluide qu'elles circonscrivent à l'action de celui qui est au dehors, on venait à en augmenter la capacité, l'air intérieur se dilaterait instantanément pour l'occuper tout entière ; en même temps sa force expansive diminuerait, et le vase serait plus pressé du dehors vers le dedans qu'en sens contraire : de sorte que si une portion de paroi était mobile, elle serait, après la dilatation, refoulée vers l'intérieur avec d'autant plus d'énergie que l'accroissement donné au volume du vase aurait été plus considérable. On peut vérifier ce que nous venons d'énoncer en se servant de l'appareil fig. 152, où AB représente un cylindre, *m* un piston, C un robinet : quand celui-ci est ouvert, il est facile de faire mouvoir le

piston suivant la longueur du cylindre dans l'un ou l'autre sens, parce que l'air entre ou sort librement ; mais si l'on ferme le robinet, on éprouve pour élever ou pour abaisser le piston, une résistance croissante : dans le premier cas le volume de l'air augmentant, sa force expansive devient inférieure à la pression de l'air du dehors; dans le second cas c'est le contraire. En soulevant le piston de l'appareil fig. 151, l'air du corps de pompe serait dilaté et la même différence de niveau s'établirait dans le liquide de tous les tubes comme nous l'avons dit [266], mais dans un sens contraire. On peut conclure de là que la force élastique de l'air raréfié est la même dans tous les points de l'espace qu'il occupe.

268. *L'air est un corps pesant.* La matérialité de l'air se déduit comme conséquence nécessaire de la résistance qu'il oppose aux corps qui y sont en mouvement, et de la propriété qu'il possède de le communiquer. Quant à l'action que la pesanteur exerce sur lui comme sur les solides et les liquides, elle est rendue incontestable par le fait suivant : que l'on suspende au-dessous de l'un des plateaux d'une balance de précision un ballon A (fig. 153), muni d'une garniture à robinet, et qu'on le pèse plein d'air; puis qu'après y avoir fait le vide on le pèse de nouveau : on trouvera qu'il a perdu de son poids; et l'on ne saurait expliquer cette perte autrement qu'en l'attribuant à la soustraction de l'air.

Il semblerait au premier abord que cette démonstration pourrait être faite au moyen d'une vessie pesée successivement pleine et vide d'air; mais avec un peu de réflexion il est aisé de reconnaître que son poids ne varierait pas dans les deux circonstances : en effet, quand la vessie est remplie d'air de même densité que l'air extérieur, son poids se compose de celui de la membrane et de son robinet, tel qu'on le trouverait dans le vide, et que nous représenterons par P, plus le poids P′ de l'air qu'elle renferme, moins la poussée de l'air environnant; or, il est clair que celle-ci équivaut au poids p du volume d'air déplacé par la membrane et son robinet, plus le poids P′ d'un volume d'air égal à celui qui est renfermé dans la vessie; de sorte qu'en faisant la soustraction il reste simplement $P-p$ pour le résultat définitif de la pesée. Si l'on venait à aspirer une partie de l'air que contenait la vessie, on verrait celle-ci pressée de tous côtés par l'air ambiant diminuer de volume, et cette diminution ne s'arrêterait que quand le restant de l'air enfermé aurait une densité égale à celle de l'air extérieur : alors le résultat d'une nouvelle pesée serait $P-p$ comme précédemment, et cela serait vrai en-

core si on passait à la limite, c'est-à-dire si on faisait complétement le vide dans la vessie, le poids trouvé serait celui de la membrane et du robinet moins le poids de l'air déplacé, c'est-à-dire leur poids dans l'air.

L'action de l'air pour soutenir les corps qui en sont environnés est mise hors de doute par une expérience très-simple indiquée fig. 154. Une petite balance porte, suspendues aux extrémités de son fléau, deux boules de volumes inégaux, l'une pleine, l'autre creuse, et qui dans l'air se font exactement équilibre. Si on place ce système sous une cloche de verre sur la platine d'une machine pneumatique, et si on fait le vide, l'équilibre est troublé : la boule la plus grosse l'emporte sur l'autre; c'est que chacune a gagné en poids celui du volume d'air qu'elle déplaçait : en laissant rentrer l'air, on voit l'équilibre se rétablir peu à peu et subsister comme primitivement.

Lorsqu'un vase est ouvert et ne renferme que de l'air, indépendamment de la pression provenant de la force élastique de l'air, chaque point de sa surface intérieure éprouve encore une pression due au poids de l'air, et qui dépend de la distance de ce point à la partie supérieure du vase; mais cette dernière pression est si petite qu'on peut presque toujours la négliger.

269. *Atmosphère.* On nomme ainsi la masse d'air qui environne de tous côtés le globe terrestre, et où sont plongés tous les corps qui se trouvent à sa surface. Ses propriétés mécaniques sont des conséquences nécessaires de celles que nous avons reconnues aux portions limitées d'air dont nous avons parlé jusqu'à présent.

270. L'air étant pesant, compressible, élastique, et communiquant la pression dans tous les sens, il en résulte que, si l'on conçoit la portion de l'atmosphère située au-dessus d'une partie quelconque de la surface de la terre divisée en couches horizontales infiniment minces, chacune d'elles sera pressée par le poids de toutes celles qui sont au-dessus, et transmettra cette pression aux couches qui sont au-dessous : par conséquent la densité des couches et leur force élastique iront en décroissant à partir de la surface de la terre, et la force élastique de chacune d'elles se transmettra dans tous les sens possibles.

Il suit de là aussi, qu'un corps plongé dans l'air libre, éprouve perpendiculairement en chaque point de sa surface extérieure, une pression qui est d'autant plus petite qu'il est à une plus grande hauteur.

271. L'atmosphère tourne avec la terre : car, s'il n'en était pas ainsi, nous éprouverions, de la part de l'air en repos, une résistance égale à la pression qui aurait lieu si la terre étant immobile l'atmosphère avait un mouvement de rotation égal et opposé. Il en résulterait alors des courants d'air permanents dirigés d'orient en occident, dont la vitesse, constante pour la même latitude, irait en croissant du pôle à l'équateur, où elle serait à peu près de 463 mètres par seconde. Dans les ouragans les plus violents, qui déracinent les arbres et renversent les édifices, la vitesse du vent n'est que de 45 mètres par seconde.

272. Nous ferons connaître plus tard un moyen très-exact pour déterminer la distance de deux couches d'air dont on connaît la force élastique : on pourra alors calculer à quelle hauteur est située la couche d'air assez dilatée pour que sa force élastique soit, par exemple, 760 fois plus petite que celle de la couche dans laquelle nous sommes plongés. C'est une raréfaction qui dépasse le vide que nous pouvons obtenir avec nos meilleures machines. On trouve que cette couche est placée à une hauteur de 46627^{m}, ou 23313 toises, environ 10 lieues de 2280 toises : ainsi, le rayon de la terre étant d'environ 1432 lieues, l'épaisseur de l'atmosphère n'est pas la centième partie du rayon terrestre.

Propriétés générales des gaz.

273. *Procédé pour recueillir le gaz.* Il y a quelques gaz qui existent dans la nature séparés de l'air atmosphérique : tel est principalement l'acide carbonique, que l'on trouve dans certaines grottes des terrains volcaniques, dans des puits, dans des caves ; il reste à la surface du sol, parce que sa densité est beaucoup plus considérable que celle de l'air. Pour le recueillir, il suffit de vider dans l'espace qu'il occupe un vase plein d'eau, et de le fermer avant de l'en sortir : le liquide en s'échappant cède sa place au gaz. Mais la plupart des autres gaz, qui maintenant sont très-nombreux, s'obtiennent en faisant réagir certains corps les uns sur les autres. Pour les isoler, on emploie les procédés que nous allons décrire. Soit M (fig. 155) un vase renfermant les substances qui, par leur action réciproque, doivent donner naissance à un gaz ; on adapte à l'orifice un bouchon à travers lequel passe un tube recourbé *abcd*, dont l'extrémité *d* plonge dans une cuve pleine d'eau ou de mercure, et s'engage au-dessous d'une cloche N remplie du même liquide. On

emploie l'eau quand le gaz n'y est point ou que peu soluble; dans le cas contraire c'est le mercure. Pour remplir la cloche N, on la tient renversée au-dessous du niveau, on la retourne, et on la soulève sans que les bords de son ouverture sortent du liquide; ensuite on la glisse sur le support *mn*. La pression de l'atmosphère qui agit sur la surface libre du liquide renfermé dans la cuve le maintient dans la cloche; mais il faut que la hauteur de celle-ci n'excède pas 10 mètres si le liquide est de l'eau, ou $0^m,76$ si c'est du mercure, attendu qu'une colonne d'eau de 10 mètres et une colonne de mercure de $0^m,76$ font équilibre à la pression de l'air, comme nous le verrons bientôt. L'appareil ainsi disposé et le gaz se produisant dans le vase M, il s'échappe à l'extrémité *e* du tube, en bulles plus ou moins grosses qui traversent l'orifice du support *mn*, et gagnent le sommet de la cloche en faisant sortir un égal volume de liquide. Au commencement le gaz est mêlé avec l'air que renfermait l'appareil : aussi en laisse-t-on perdre les premières portions, et on ne place la cloche pour le recueillir que quand on est certain de sa pureté.

On a souvent besoin de transvaser un gaz : rien de plus aisé. La figure 156 représente l'opération : A est la cloche où l'on veut faire passer le gaz; on la pose remplie du même liquide que la cuve sur la tablette *mn*, au-dessus d'un orifice évasé inférieurement en forme de large entonnoir : quant à la cloche B qui contient le gaz à transvaser, on la plonge d'abord verticalement dans la cuve, et l'approchant de la tablette on la penche de manière à ce que son ouverture se trouve sous celle de l'entonnoir; alors en l'inclinant graduellement de plus en plus, on en fait sortir le gaz par bulles qui vont se loger dans la cloche A. Quand elle en est à peu près remplie, on peut à volonté ou la laisser sur la tablette, ou, la faisant glisser, la recevoir sur une soucoupe; celle-ci retirée de la cuve retient une certaine quantité de liquide, qui avec celle restée dans la cloche isole le gaz de l'atmosphère. On peut alors le transporter et le mettre à part pour les expériences que l'on a en vue. On comprend que les mêmes manipulations s'exécutent lorsque A et B sont des flacons : dans ce cas, si on bouche A, son col étant encore plongé dans la cuve, le gaz se trouve isolé très-commodément pour être conservé.

Quand un gaz est plus léger que l'air, on peut le recueillir dans une cloche ou dans un flacon dont l'ouverture est tournée vers le bas : conduit par un tube recourbé qui monte presque jusqu'à tou-

cher le fond du vase, il expulse peu à peu l'air qu'il force à descendre, et finit par rester seul dans le récipient : on n'est assuré de sa pureté qu'à la condition d'en laisser perdre beaucoup : c'est un inconvénient attaché à ce procédé. Le même moyen est employable, mais en sens inverse, pour les gaz plus lourds que l'air.

274. *Propriétés des corps gazeux.* Lorsqu'un gaz a été recueilli sur le mercure, et desséché par le contact de certaines substances qui ont une grande affinité pour l'eau, on peut l'introduire dans le ballon A (fig. 153) : il suffit pour cela de faire le vide dans celui-ci, et le robinet étant fermé de le visser sur celui de la cloche qui renferme le gaz; puis après l'avoir enfoncée verticalement dans la cuve, d'ouvrir les robinets : le gaz passe à volonté, en totalité, ou en partie dans le ballon. Si alors on le ferme, on trouve qu'il pèse plus quand il est plein que lorsqu'il est vide; la différence, dans les mêmes circonstances, varie avec la nature du gaz. Nous devons conclure de ces expériences que tous les gaz sont pesants et qu'ils le sont inégalement.

275. Si dans l'appareil fig. 152 on enfonce le piston jusqu'à l'extrémité B du corps de pompe, et si on adapte le robinet C à l'orifice du ballon A (fig. 153), plein d'un gaz quelconque, en soulevant le piston, après avoir ouvert les deux robinets, une partie du gaz passera au-dessous du piston; et si, après avoir fermé les robinets, on fait mouvoir le piston, on observera les mêmes phénomènes que pour l'air atmosphérique. Ainsi tous les gaz sont compressibles, élastiques, et tendent indéfiniment à se dilater. On peut reconnaître de la même manière que tous les gaz communiquent également la pression dans tous les sens.

276. Les gaz simples et composés se comportant de la même manière par les variations de pression et de température, ainsi que nous le verrons par la suite, on doit regarder comme très-probable que dans les mêmes circonstances de température et de pression les molécules des gaz sont à la même distance et, par conséquent, qu'un même volume de tous les gaz contient le même nombre de molécules. Nous devons dire cependant que, d'après plusieurs physiciens, il n'existerait pas une identité parfaite dans les effets produits par les causes qui font varier le volume des gaz; s'il en était ainsi l'hypothèse en question ne pourrait plus être admise, du moins avec le caractère absolu qu'on y avait attaché.

§ 2. *Détermination de la force élastique des gaz.*

Nous nous occuperons d'abord de la détermination de la force élastique de l'atmosphère.

Mesure de la force élastique de l'air atmosphérique.

277. Prenons un tube de verre droit fermé à un bout; versons-y du mercure et, quand il en est complétement rempli, bouchons-le avec le doigt pour le renverser, comme l'indique la fig. 157, dans une cuvette qui contient le même liquide : si alors on retire le doigt le tube restera plein, pourvu que sa hauteur verticale au-dessus du niveau du mercure dans la cuvette soit moindre que 76 centimètres; mais si cette hauteur est plus grande, peu importe de combien, le liquide descendra dans le tube jusqu'à ce que son niveau y soit à environ 76 centimètres au-dessus de celui la cuvette. En 1646 Pascal fit à Rouen une semblable expérience; mais au lieu de mercure il employa de l'eau rougie, et son tube avait 15^m de longueur : quand il eut été rempli et fermé bien exactement par un bouchon, il fut retourné à l'aide de cordes et de poulies, et son extrémité inférieure plongée dans l'eau; à peine était-il débouché que le liquide s'abaissa dans le tube et s'y maintint à une hauteur d'environ $10^m,32$ (32 pieds).

278. Les hauteurs auxquelles les deux fluides restent suspendus dans les expériences précédentes sont précisément en raison inverse de leurs densités, et par conséquent les colonnes liquides ont exactement le même poids; car, la densité du mercure étant 13,59, une colonne de $0^m,76$ a le même poids qu'une colonne d'eau de $10^m,32$. Il résulte de là que c'est une même force qui soutient les liquides dans les tubes, et il est facile de voir que cette force ne peut être que la pression de l'air. En effet, nous avons déjà reconnu l'existence de cette pression : elle doit donc se manifester sur la surface libre du liquide dans la cuvette AB, et s'y exercer verticalement de haut en bas. Comme elle se transmet dans tous les sens, elle agira sur le liquide de bas en haut à l'ouverture du tube, et rien ne la contre-balançant, puisque ce tube est vide d'air par hypothèse, elle y poussera le liquide jusqu'à ce que le poids de la colonne fasse équilibre à celui de l'atmosphère.

Cette expérience a été faite pour la première fois par Toricelli, élève de Galilée, et l'appareil que nous venons de décrire porte son nom. Pascal, pour la rendre encore plus convaincante, et mettre

tout à fait hors de doute l'existence de la pression de l'air, chargea un de ses amis de monter sur le sommet du Puy-de-Dôme et de vérifier si le mercure s'abaisserait dans le tube à mesure que l'on s'élèverait. Il est évident que cela devait arriver, si c'est réellement la pression de l'air qui soutient le métal, puisque l'instrument se trouvait déchargé du poids de toutes les couches inférieures. Le résultat fut parfaitement d'accord avec ce que Pascal avait prévu; et depuis, un grand nombre d'expériences l'ont confirmé. D'après Saussure, la colonne de mercure au sommet du grand Saint-Bernard ne s'élève qu'à $0^m,57$ ou 21 pouces, et, dans un voyage aérostatique, M. Gay-Lussac l'a vue descendre à $0^m,32$ ou 11 pouces 10 lignes.

279. A l'aide de l'appareil si simple de Toricelli on peut montrer d'une manière bien convaincante que la pression de l'air s'exerce dans tous les sens avec la même intensité. Il suffit de donner au tube la forme indiquée fig. 158 : on trouve que le mercure se tient dans la branche *ab* à la même hauteur au-dessus de son niveau dans *cd*, quelle que soit la direction donnée à l'orifice *n* par lequel se communique la pression extérieure.

280. Si un tube fermé à un bout, et de petit diamètre intérieur, était rempli de mercure et retourné, le bout ouvert en bas, la colonne métallique ne se diviserait pas, et elle y serait maintenue par la pression que l'air exerce à l'orifice de bas en haut, à la même hauteur que si la partie inférieure du tube avait été plongée dans du mercure. Les choses se passeraient encore de la même façon pour des tubes de grand diamètre intérieur, s'il était possible d'empêcher que l'ouverture ne livrât passage en même temps au mercure qui tend à tomber et à l'air qui fait effort pour entrer. C'est à quoi l'on parvient en appliquant contre l'orifice un disque métallique usé sur les bords mêmes et que le mercure puisse mouiller. Une expérience de même nature peut être faite avec une éprouvette pleine d'eau, et que l'on ferme avec une feuille de papier; pour peu que celle-ci ait de roideur et conserve une surface plane, on retournera l'éprouvette sens dessus dessous, sans que l'eau tombe : il en serait de même sous toutes les inclinaisons.

281. On conçoit facilement que la pression exercée par la colonne liquide ne dépendant que de sa hauteur verticale et nullement de la forme du tube, on pourrait varier à l'infini cette dernière; pourvu que le tube ne fût pas capillaire, le liquide s'y tiendrait toujours exactement au même niveau (fig. 159).

282. La hauteur moyenne du mercure dans le tube de Toricelli pour les lieux peu élevés au-dessus du niveau de la mer étant de 760 millimètres, il s'ensuit que la pression exercée par l'atmosphère sur une surface d'un mètre carré équivaut au poids d'une colonne de mercure de même base et qui aurait 760 millimètres de hauteur; on trouve que ce poids est d'environ 10,385 kilogrammes. Il semblerait d'après cela que le corps humain dût être fort gêné par une pression aussi considérable; mais cela n'arrive point, parce qu'elle est contre-balancée par la réaction des fluides intérieurs.

L'air, à raison de la grande mobilité de ses molécules et de l'égalité avec laquelle il exerce sa pression dans tous les sens, n'apporte pas un obstacle très-prononcé au mouvement des corps. Cependant s'ils sont animés de grandes vitesses, ils produisent une condensation d'air en avant, tandis que derrière il y a raréfaction, le gaz ne se précipitant pas instantanément dans l'espace que ces corps ont parcouru : de là résulte une inégalité de pression, qui est une cause puissante de ralentissement. Indépendamment de cette circonstance, il y a dans tout mouvement des corps, lent ou rapide, une perte due au déplacement de l'air, et qui varie proportionnellement au carré de la vitesse.

283. Quand on exerce avec la bouche ou autrement une succion à l'extrémité supérieure d'un tube dont l'autre bout plonge dans un liquide, on voit aussitôt celui-ci s'y élever, et ce fait s'explique facilement : par l'aspiration l'air du tube est dilaté et perd de sa force élastique; par suite, le liquide monte jusqu'à ce que son poids ajouté à la tension de l'air raréfié contre-balance la pression atmosphérique. Il suit de là que, pour une même dilatation de l'air du tube, des liquides de nature différente s'y élèveraient à des hauteurs en raison inverse de leurs densités. Cette conséquence peut être vérifiée à l'aide de l'appareil fig. 160. *ab* et *cd* sont deux tubes en verre de même diamètre, recourbés et unis par leurs extrémités supérieures qui communiquent avec le même robinet : les vases dans lesquels plongent les bouts inférieurs contiennent des liquides différents. Si on aspire par l'orifice *o*, et si on ferme ensuite le robinet, l'air sera également raréfié dans les deux tubes, et les liquides s'y élèveront à des hauteurs qui seront en raison inverse de leurs densités respectives : le rapport de celles-ci se trouve donc ainsi déterminé, et l'on voit que le procédé est extrêmement simple et de prompte exécution.

284. Il résulte de tout ce qui précède que le tube de Toricelli

est un appareil qui peut être employé pour mesurer la pression de l'atmosphère. On pourrait se servir d'un liquide quelconque; mais le mercure est préféré, parce que, pour tous les autres, le tube devrait avoir une longueur embarrassante; le mercure d'ailleurs ne mouille pas le verre; de plus, les vapeurs que les autres liquides émettent à la température ordinaire détruiraient une partie de la pression de l'air, variable avec la température, tandis que les vapeurs mercurielles, dans les mêmes circonstances, n'ont qu'une force élastique, tellement petite, qu'on peut toujours la négliger. Le tube de Toricelli appliqué à la mesure de la pression de l'air porte le nom de *baromètre*.

285. *Construction d'un baromètre.* Pour établir un appareil semblable à celui de la fig. 157, dont les indications soient comparables entre elles, il faut d'abord que le mercure ne soit allié avec aucun autre métal, pour qu'il n'adhère pas aux parois du verre et qu'il se meuve librement, et enfin que le tube et le mercure soient privés d'air et d'humidité : car l'air et l'eau réduite en vapeur gagneraient la partie supérieure, et par leur force élastique feraient baisser la colonne.

Quand on veut séparer le mercure des métaux étrangers qu'il peut renfermer, on le distille dans une cornue de grès ou de fer. Pour le purger d'air et d'eau, il suffit de le faire bouillir. Mais, pour enlever l'air et l'humidité adhérents aux parois du tube, on commence par y introduire quelques centimètres de mercure, et on le fait chauffer : l'eau réduite en vapeur et l'air dilaté forment des bulles très-visibles, qui s'attachent d'abord au verre, mais qu'une ébullition de quelques minutes dégage facilement. Lorsque cette première portion de mercure est parfaitement nette et refroidie, on en introduit une seconde, que l'on fait bouillir à son tour; et on continue jusqu'à ce que le tube soit plein. Alors, dès qu'il est revenu à la température ordinaire, on achève de le remplir avec du mercure récemment bouilli, et, le fermant avec le doigt, on le renverse dans la cuvette. On reconnaît qu'il n'y a point d'air au-dessus de la colonne barométrique, lorsqu'en inclinant brusquement le tube, le mercure va en frapper le sommet d'un coup sec. Il est important de ne pas faire bouillir trop longtemps le mercure; car il se forme alors une certaine quantité d'oxyde qui reste dissous dans le métal, le rend moins fluide et plus ou moins adhérent au verre : dans ce cas le mercure dans le tube n'est point terminé par une surface convexe, mais par une surface plane ou concave. Les baromètres dans

lesquels la surface du mercure n'est pas convexe sont connus depuis longtemps. On pensait que ce phénomène provenait de l'expulsion plus complète de l'air et de l'humidité : c'est M. Dulong qui en a découvert la véritable cause. Le mercure altéré par une ébullition longtemps prolongée en contact avec l'air est rendu à la pureté nécessaire par une simple distillation.

Souvent on donne à la cuvette un orifice beaucoup plus étroit (fig. 161) ; quelquefois aussi elle est une continuation du tube (fig. 162 et 163), et on donne à la cuvette un grand diamètre ou un diamètre égal à celui du tube : ces dernières dispositions portent le nom de *baromètres à siphon*. On garnit d'autres fois la partie inférieure d'un robinet en fer (fig. 164), qui a pour objet de faciliter le transport de l'instrument. Quand on veut le transporter, on l'incline de manière que le mercure remplisse complétement la longue branche, et on ferme le robinet : alors on n'a point à craindre que l'air puisse s'y introduire par l'agitation et les secousses.

Lorsque l'appareil a été rempli de mercure, il ne reste plus qu'à fixer contre le tube une échelle divisée en pouces et en lignes, ou en centimètres et en millimètres, et dont le zéro corresponde au niveau du mercure dans la cuvette. La graduation de l'échelle devant être d'une grande précision, il faudra pour l'exécuter prendre avec un compas à verge la longueur d'un décimètre sur un bon étalon, la porter sur une ligne de l'échelle à partir du zéro, et obtenir les centimètres et les millimètres au moyen de la machine à diviser que nous avons décrite [6].

286. *Causes d'erreur.* Un baromètre construit avec beaucoup de soin, par les procédés que nous venons d'indiquer, présente encore dans son usage plusieurs causes d'erreur qu'il est important de connaître, afin de les détruire par une meilleure disposition de l'appareil, ou du moins afin de pouvoir calculer leurs effets, et ensuite en corriger les résultats. Ces causes d'erreur sont au nombre de trois : 1° les variations de niveau du mercure dans la cuvette, 2° la capillarité, 3° la variation de densité du mercure provenant des changements de température.

287. Lorsque, par une cause quelconque, le mercure monte ou descend dans le tube du baromètre, il est évident que le métal descend ou monte dans la cuvette, et que la division étant fixe, le zéro de cette division se trouve tantôt trop bas, tantôt trop haut : il en résulte alors que l'indication de l'échelle est fautive. Pour atténuer l'erreur due aux changements de niveau dans la cuvette, de

manière qu'elle soit insensible pour les petites variations qu'éprouve un baromètre dans un même lieu, il suffit d'employer des cuvettes dont le diamètre soit très-grand relativement à celui du tube. En effet, supposons que le diamètre de la cuvette (fig. 157) soit 100 fois plus grand que celui du tube, la surface d'une section horizontale de la cuvette sera 10,000 fois plus grande que celle du tube : par conséquent, lorsque le mercure descendra dans le tube de 5 centimètres, le mercure sorti ira se loger dans la cuvette, et fera monter le niveau de $\frac{5 \text{ cent.}}{10,000}$, c'est-à-dire de $\frac{1}{2,000}$ de centimètre, ou de $\frac{1}{200}$ de millimètre. Ainsi, pour une variation dans le tube de 5 centimètres, qui excède de beaucoup les limites entre lesquelles le baromètre oscille habituellement dans un même lieu, le niveau de la cuvette n'éprouverait qu'un dérangement insensible.

Dans le même but, et pour l'atteindre plus parfaitement, on a imaginé la disposition suivante (fig. 165). La cuvette dans laquelle plonge le tube est formée de deux parties : l'une ABDC, dans laquelle BD est une surface sensiblement plane et horizontale; l'autre, E, est un réservoir sphéroïdal. Le mercure remplit la capacité E et ne s'étale que sur une partie de la surface BD. Il résulte de cette disposition que quand le baromètre descend, la surface *mn* s'accroît, et qu'elle diminue dans le cas contraire. Or, on a reconnu par l'expérience que, quand on augmente le volume d'une large goutte de mercure étendue sur le fond plat et horizontal d'un vase de verre, son épaisseur n'augmente pas sensiblement, pourvu que l'étendue de la goutte dépasse une certaine limite, et qu'elle soit moindre que le diamètre du vase : ainsi le niveau de la surface *mn* restera constant tant que cette surface sera plus grande que BK, et plus petite que BD. On construit aussi des baromètres à cuvette, dans lesquels on peut toujours, à l'aide d'un plongeur en fer, amener le mercure au niveau du zéro de l'échelle.

Aucun des moyens dont nous venons de parler ne convient lorsque les instruments doivent être transportés. Dans ce cas, on se sert de baromètres à siphon, où le tube et la cuvette sont tous deux pourvus d'échelles dont les zéros se trouvent sur une même ligne horizontale, et il est aisé de comprendre comment il faut en faire usage pour estimer la différence de niveau du mercure dans les deux tubes.

288. Lorsque le tube d'un baromètre a un diamètre capillaire, la colonne du mercure qu'il renferme est terminée par une surface convexe; il en résulte alors une force verticale, dirigée de haut en

bas [212], qui s'ajoute au poids de la colonne pour balancer celui de l'atmosphère. Par conséquent, sous la même pression atmosphérique, la hauteur du baromètre sera d'autant plus petite que le tube sera plus capillaire. On peut diminuer l'influence de la capillarité dans les baromètres à cuvette en prenant des tubes d'un gros calibre, et corriger l'erreur qui en résulte, lorsqu'on connaît leur diamètre intérieur : car il suffit d'ajouter à la hauteur apparente l'effet de la capillarité. La table suivante donne ces effets pour les diamètres qui sont généralement employés.

Table des dépressions du mercure dans le baromètre dues à la capillarité.

DIAMÈTRE intérieur EN MILLIMÈTRES.	DÉPRESSION en MILLIMÈTRES.	DIAMÈTRE intérieur EN MILLIMÈTRES.	DÉPRESSION en MILLIMÈTRES.
2	4,454	11	0,354
3	2,918	12	0,281
4	2,068	13	0,223
5	1,534	14	0,176
6	1,171	15	0,137
7	0,909	16	0,107
8	0,712	17	0,083
9	0,562	18	0,064
10	0,545	19	0,049
		20	0,038

L'estimation du diamètre d'un tube barométrique, dans la partie de sa longueur où se trouve ordinairement la surface du mercure, étant une opération assez difficile, il serait bien plus simple de déterminer la correction en comparant l'instrument à un autre non affecté de la capillarité.

On se rend indépendant de l'influence de la capillarité dans les baromètres à siphon, en donnant le même diamètre aux deux branches du tube : car alors la capillarité produit deux forces égales et opposées, qui se détruisent.

289. Enfin, l'influence de la variation de température est évidente : car la chaleur, en dilatant le mercure, en diminue la densité, et, par conséquent, la colonne métallique doit augmenter de longueur quand la température s'élève, en supposant la pression de l'air constante. Les observations de hauteurs barométriques ne sont

donc comparables entre elles qu'autant qu'elles ont été faites à la même température, ou du moins ramenées par le calcul à ce qu'elles eussent été dans cette circonstance. La température commune choisie est celle de la glace fondante.

Pour ramener les hauteurs barométriques à ce qu'elles auraient été si la température eût été constante, nous sommes obligés d'anticiper sur des faits qui ne doivent être développés que dans la suite. Il sera démontré plus tard que le mercure se dilate uniformément depuis la température de la glace fondante jusqu'à celle de l'eau bouillante, c'est-à-dire depuis la température qui correspond au zéro du thermomètre centigrade jusqu'à celle qui correspond au 100e degré, et que, pour chaque degré de ce thermomètre, la dilatation est de $\frac{1}{5550}$ de son volume à 0°. Nous pouvons, d'après cela, calculer la longueur qu'aurait une colonne de mercure à 0°, lorsqu'on la connaît à une température déterminée. En effet, soit h la hauteur observée à $t°$, et h' la hauteur de cette colonne à 0° : ces colonnes devant avoir le même poids, les hauteurs seront en raison inverse des densités ; et comme les densités sont en raison inverse des volumes de même poids, les hauteurs seront proportionnelles aux volumes à $t°$ et à 0°. Or le volume à 0° étant 1, le volume à $t°$, d'après la loi enoncée, sera $1 + \frac{t°}{5550}$: par conséquent on aura

$$h : h' :: 1 + \frac{t°}{5550} : 1; \text{ d'où } h' = h\left(\frac{1}{1 + \frac{t°}{5550}}\right).$$

Les hauteurs observées doivent encore éprouver une correction, très-petite à la vérité, mais qui peut avoir une influence sensible dans les expériences très-délicates : la correction dont il s'agit est relative à la dilatation de l'échelle. On peut la calculer de la manière suivante. Désignons par h la hauteur observée à la température t, par δ la dilatation pour 1°, et pour l'unité de longueur, du métal dont l'échelle est formée, et par h' la hauteur réduite : chaque unité de l'échelle à $t°$ aura pour longueur $1 + \delta t$; et comme leur nombre est en raison inverse de leur longueur, on aura $h' = h(1 + \delta t)$. En réunissant cette correction avec la précédente, on trouve

$$h' = h\left(\frac{1 + \delta t}{1 + \frac{t}{5550}}\right);$$

si l'échelle était en cuivre, on aurait

$$\delta = \frac{1}{19400} :$$

et, tout calcul fait,

$$h' = h \times 0{,}2860\,\frac{19400 + t}{5550 + t}.$$

Nous donnerons une description détaillée des baromètres qui sont généralement employés.

290. *Baromètre de Fortin.* Le baromètre de Fortin est composé d'un tube *ab* (fig. 166) plongé dans une cuvette C, dont le fond en cuir peut se soulever au moyen de la vis V. A travers la paroi supérieure de la cuvette passe une petite aiguille d'ivoire fixée d'une manière invariable. C'est à la hauteur de l'extrémité de cette aiguille que correspond le zéro de la division de l'échelle, et, par conséquent, c'est à l'extrémité de cette aiguille qu'il faut amener le niveau du mercure de la cuvette avant d'observer. On y parvient très-facilement en faisant mouvoir la vis V, et on reconnaît que cette condition est remplie lorsque l'extrémité de l'aiguille touche l'extrémité de son image dans le métal. Le tube barométrique est logé dans un cylindre en cuivre percé d'une rainure pour laisser voir la partie supérieure de la colonne de mercure, et gradué sur un de ses bords en centimètres et millimètres à partir du zéro indiqué; dans cette rainure se meut verticalement, au moyen d'un pignon et d'une crémaillère, un curseur muni d'un vernier [5]; son extrémité, qui est parfaitement horizontale, doit être amenée à la hauteur du point culminant de la colonne de mercure; mais comme, pour remplir exactement cette dernière condition, il faut que l'œil soit à la hauteur du sommet de la colonne, et qu'il est impossible de s'en assurer directement, la douille est percée d'une seconde rainure opposée à la première, dans laquelle le curseur entraîne une plaque dont le bord supérieur horizontal reste à la même hauteur que le sien : il est facile alors de mettre le bord du curseur au niveau du sommet de la colonne, car il suffit pour cela d'amener les deux mires et le sommet de cette colonne dans le même plan. Le baromètre de Fortin se suspend, comme les boussoles de navire, à deux anneaux concentriques mobiles sur deux axes rectangulaires. Lorsqu'on veut le transporter, on fait monter la vis V; le mercure s'élève dans le tube et le remplit exactement : alors l'instrument peut être renversé et secoué sans que le mercure produise dans l'intérieur des chocs capables de le briser, et sans qu'il puisse en sortir, car la cuvette est fermée supérieurement par une peau assez poreuse pour permettre à l'air de s'introduire, mais trop peu pour laisser passer le mercure.

291. *Baromètre de M. Gay-Lussac.* M. Gay-Lussac a fait au baromètre à siphon une modification importante qui le rend très-portatif et d'un usage très-commode. Deux tubes AB et CD (fig. 167) de même calibre sont réunis par un troisième très-capillaire BD,

et exactement fermés à leur partie supérieure; la cuvette est seulement percée vers son sommet d'une ouverture très-capillaire *o*. On donne à AB et CD même diamètre intérieur, pour que leurs actions capillaires se détruisent mutuellement, et le tube BD est très-étroit, afin que, quand l'instrument est renversé (fig. 168), le mercure reste suspendu au point D par la capillarité. La cuvette étant fermée à son extrémité, si par l'agitation il y tombait quelques gouttes de mercure lorsque l'appareil est renversé, elles ne pourraient pas en sortir, l'orifice *o* étant en effet assez étroit pour ne laisser passer que l'air. Il y a deux échelles, l'une pour la cuvette, l'autre pour le tube; mais au lieu de placer leur origine commune au-dessous du niveau de la cuvette (ce qui exigerait à chaque opération qu'on retranchât la hauteur du mercure dans la cuvette de celle du tube), elle se trouve sur une ligne intermédiaire *pq*, à partir de laquelle les nombres croissent les uns en montant les autres en descendant : de sorte qu'il suffit d'ajouter les indications des deux échelles pour avoir la différence de niveau du mercure dans les deux tubes. Ce baromètre peut se loger, comme celui de Fortin, ou dans une douille en cuivre, ou dans une rainure pratiquée sur une planchette; on le transporte avec la plus grande facilité lorsqu'il est renversé; il est très-léger, peu volumineux, et n'est affecté par aucune des deux premières causes d'erreur que nous avons signalées [286]. Mais certains mouvements brusques peuvent faire passer de l'air dans la grande colonne, et, dans le transport à pied, à cheval et surtout en voiture, si le baromètre était tenu presque horizontal, le dérangement aurait indubitablement lieu. C'est cet inconvénient que M. Bunten a essayé de faire disparaître, et il y est parvenu sans sacrifier aucun des avantages du baromètre de M. Gay-Lussac, et sans rien ajouter à sa fragilité. Cette modification est représentée sur une grande échelle (fig. 169). La partie capillaire DB de la figure 167 est interrompue par un renflement de la partie inférieure dans laquelle s'engage de 5 à 6 centimètres la partie supérieure effilée; les tubes sont soudés au point C. On conçoit que, par cette disposition, s'il venait à se glisser une bulle d'air dans le coude du baromètre quand il est renversé, elle se dirigerait vers le sommet du grand tube quand il serait droit; mais alors elle serait arrêtée, parce que les bulles s'élèvent toujours contre les parois; la présence des bulles d'air au point E n'aurait d'ailleurs aucune influence sur les observations, et on pourrait facilement les chasser en chauffant le tube. L'utilité de ce perfectionnement a été constatée par

l'expérience de plusieurs voyageurs, notamment par M. de Humboldt et M. Arago, et par un rapport très-favorable de l'Institut.

Le baromètre de M. Gay-Lussac ainsi modifié n'a plus qu'un seul inconvénient : pour une même variation de pression, la course du mercure est deux fois plus petite que dans un baromètre à large cuvette, parce que le mouvement se partage également entre le mercure des deux branches : il résulte de cette circonstance que de très-petites variations de pressions ne peuvent pas être mesurées avec autant de précision que dans les baromètres à cuvette.

292. La plupart des baromètres qui ne doivent pas changer de lieu portent sur leurs divisions les indications des états de l'atmosphère correspondants aux différentes hauteurs de la colonne de mercure : il faut se garder de leur accorder trop de confiance, car elles sont assez souvent en défaut.

293. *Baromètre à cadran.* Quand les baromètres sont uniquement destinés à indiquer l'état de l'atmosphère, les constructeurs adoptent souvent la disposition suivante. L'appareil (fig. 170) se compose d'un cadran MN, derrière lequel est fixé le baromètre à siphon ABCD; la cuvette CD est cylindrique et d'un petit diamètre; sur la surface du mercure repose un flotteur *a*, fixé à un fil de soie enroulé sur une petite poulie très-mobile *b*, et qui est tendu par un contre-poids *c*; l'axe de la poulie porte une aiguille EF qui se meut sur la partie antérieure du cadran. Lorsque le mercure monte ou descend dans le tube AB, il descend ou monte dans la cuvette; et, comme il entraîne avec lui le flotteur, la poulie tourne et fait mouvoir l'aiguille avec elle.

294. Les baromètres à large cuvette, ceux de M. Gay-Lussac, de Fortin, et celui à cadran, sont les seuls en usage. Mais, depuis la découverte de Toricelli, on a modifié les baromètres d'une infinité de manières, soit pour obtenir de plus grandes variations, soit pour rendre constant le niveau du mercure dans la cuvette, soit enfin pour rendre l'instrument plus portatif; mais tous ces essais ont été infructueux, parce qu'ils entraînent des inconvénients et sont à peu près oubliés. Cependant plusieurs présentent des dispositions ingénieuses qui peuvent recevoir d'autres applications; et d'ailleurs il est utile de les connaître, afin que ceux qui tenteraient de perfectionner le baromètre ne retombent pas dans des dispositions déjà proposées inutilement. Nous donnerons la description succincte des plus remarquables.

295. *Baromètre d'Amontons.* Ce baromètre est sans cuvette; il consiste

en un tube conique AB (fig. 171), fermé par l'extrémité la plus étroite et ouvert par l'autre. On remplit le tube de mercure, de manière que la longueur de la colonne soit d'environ 80 centimètres, et on le renverse dans l'air : le tube étant capillaire, le mercure ne peut pas se diviser; il descend, la colonne se raccourcit, et elle finit par occuper un espace *ab*, où elle est en équilibre stable avec la pression atmosphérique. Si la pression augmente, la colonne monte en s'allongeant; si elle diminue, la colonne descend en se raccourcissant. Dans tous les cas, la longueur de la colonne de mercure mesure la pression de l'atmosphère; mais l'influence de la capillarité varie avec la position de la colonne de mercure, et il est difficile de l'apprécier. On pourrait éviter cette variation en réunissant deux tubes capillaires de diamètres différents (fig. 172). Les frottements du mercure contre le tube rendent cet instrument peu sensible.

296. *Baromètre de Descartes.* Ce baromètre (fig. 173) est formé d'un tube AB, interrompu par un cylindre MN; le tube est rempli de mercure jusqu'en *a*; au-dessus se trouve de l'huile fixe qui s'élève jusqu'en *c*. Il résulte de cette disposition que les variations du niveau du point *c* sont beaucoup plus grandes que si l'instrument était rempli de mercure seulement, et que, si la section du cylindre était extrêmement grande par rapport à celle du tube, les variations du point *c* différeraient peu de celles qui auraient lieu dans un tube rempli uniquement du liquide qui surmonte le mercure. Cet instrument est paresseux, difficile à construire, embarrassant, et ne pourrait pas donner de mesures exactes de la pression de l'air.

297. *Baromètre d'Huyghens.* Ce baromètre est une modification de celui de Descartes. Il est représenté fig. 174. Le tube *abc*, en forme de siphon renversé, est terminé en *a* par un cylindre MN, d'un grand diamètre, et au point *c* par un cylindre PQ de même diamètre; ce dernier est surmonté par un tube capillaire *de*, ouvert à son extrémité supérieure. Le tube est rempli de mercure de x en y, et au-dessus du point y d'un liquide quelconque, recouvert d'une couche d'huile fixe colorée. Tout ce que nous avons dit du baromètre de Descartes est applicable à celui-ci.

298. *Baromètre de Hook.* Le tube de ce baromètre ne diffère de celui d'Huyghens que par un cylindre RS (fig. 175), ouvert en dessus, qui termine le tube *de*. Le baromètre contient du mercure de x en y, une dissolution saline de y en z, et de l'huile fixe de z en t. D'après cette disposition, si le mercure descend d'un millimètre dans le tube MN, il montera de 1^{mm} dans PQ, et l'huile montera de 1^{mm} dans RS; mais le point z montera d'une quantité égale à 1^{mm}, multiplié par le rapport de la section du cylindre PQ à celle du tube *de*.

299. *Baromètre de Fahrenheit.* Cet appareil (fig. 176) se compose d'un tube plusieurs fois recourbé, interrompu par des parties cylindriques de même diamètre; le mercure est placé de *a* en *b* et de *c* en *d*; les espaces compris entre *b* et *c* et entre *d* et *e* sont occupés par un liquide coloré. Il est évident que la pression qui fait équilibre à celle de l'atmosphère se compose des colonnes de mercure *ab* et *cd*, moins les colonnes liquides *cb* et *de*. En augmentant le nombre des tubes (fig. 177), on pourrait évidemment donner à chacun

d'eux une hauteur aussi petite qu'on voudrait. Cet instrument n'est susceptible d'aucune précision.

300. Il est possible de rendre les variations des baromètres très-grandes sans employer d'autre liquide que le mercure ; Dominique Cassini et Camille Bernouilli ont imaginé la disposition fig. 178, dans laquelle le mercure s'étend du point *a* au point *b* ; le tube PQ étant horizontal, l'extrémité *b* est toujours à la même hauteur, et les variations du point *b* sont à celles du baromètre ordinaire dans le rapport de la section du cylindre MN à celle du tube PQ. Cet instrument ne marche que par bonds, à cause des frottements.

301. On a aussi proposé d'employer des baromètres inclinés; mais si les variations sont plus grandes dans ces instruments (fig. 179), comme dans le précédent, le mercure ne marche que par saccades.

302. Pour rendre fixe le niveau du mercure dans la cuvette, on a employé la disposition suivante (fig. 180). Le zéro de l'échelle se trouve à la hauteur d'une pointe fixe; et à l'aide d'une vis de rappel, on fait monter ou descendre le tube et sa cuvette jusqu'à ce que la pointe soit en contact avec la surface du mercure dans la cuvette.

303. On a aussi imaginé des baromètres à cuvette indépendante, et dont les tubes sont suspendus à une balance. L'augmentation de poids de l'instrument est indiquée par une aiguille. Dans cet appareil, l'effort nécessaire pour soutenir le baromètre est égal au poids du tube de verre, augmenté de la somme algébrique des composantes verticales, des pressions qui agissent sur le tube, et il est facile de reconnaître (fig. 181) que cette somme est toujours égale au poids total du mercure qui se trouve dans le tube au-dessus du niveau extérieur, quelle que soit sa forme.

304. La hauteur du baromètre diminue, comme nous l'avons déjà dit, à mesure qu'on s'éloigne de la surface de la terre, et les lieux où la pression est la même forment des surfaces à peu près parallèles à celles des mers. Mais dans chaque lieu la hauteur du baromètre n'est pas constante; elle éprouve des variations continuelles, dont les unes sont périodiques et diurnes, et les autres purement accidentelles : nous n'en parlerons qu'à la fin de ce volume.

305. *Mesure des hauteurs par le baromètre.* La différence des niveaux dans le baromètre diminuant à mesure qu'on s'éloigne de la surface de la terre, on conçoit que la distance verticale de deux lieux est liée à la hauteur du baromètre dans ces lieux, et par conséquent qu'il doit être possible de déterminer par des observations barométriques l'élévation d'une montagne ou celle d'un lieu donné au-dessus de la surface de la mer. Si l'atmosphère avait une densité uniforme, la solution du problème en question serait d'une extrême facilité : car, la densité du mercure étant 10463 fois plus grande que

celle de l'air, un abaissement d'un millimètre dans la colonne barométrique correspondrait à $10^m,463$. Mais comme chaque couche d'air supporte le poids des couches supérieures, la densité décroît à mesure que l'on s'élève : elle dépend évidemment des températures, du décroissement d'intensité de la pesanteur et de la quantité d'eau en dissolution dans l'air; on conçoit d'après cela que la détermination de la force élastique de l'air atmosphérique en fonction de la hauteur au-dessus de la surface de la terre est un problème compliqué.

Laplace, en admettant que l'air est à moitié saturé de vapeur, et que la température varie uniformément entre deux stations, est arrivé à la relation

$$X = 18393\,(1 + 0{,}002837 \cos 2\pi)\left(1 + \frac{2\,(T + t)}{1000}\right) \log \frac{H}{h},$$

X étant la différence de hauteur de deux stations où les hauteurs barométriques sont H et h, T et t les températures correspondantes, et π la latitude. Pour la latitude de 45°, la formule devient

$$X = 18393\left(1 + \frac{2\,(T + t)}{1000}\right) \log \frac{H}{h}.$$

On trouve, dans l'Annuaire du bureau des longitudes, des tables calculées d'après la formule précédente, et qui sont d'un usage très-commode.

Ces formules peuvent servir à déterminer approximativement les limites de l'atmosphère, du moins la hauteur à laquelle la force élastique de l'air est seulement de 1 millimètre. La rareté de l'air est alors plus grande que celle que nous pouvons obtenir avec nos meilleures machines. Comme à cette hauteur la température est à peu près de — 60°, nous ferons dans la dernière formule $T + t = -60$, $H = 0^m,76$, et $h = 0^m,001$; et nous aurons $X = 18393\,(0{,}88) \log\left(\frac{760}{1}\right) = 46627^m,68$; environ 10 lieues de 2280 toises.

Lorsque les lieux dont on veut mesurer la différence de hauteur sont voisins, les observations doivent être simultanées. Les différences de hauteur que l'on obtient ainsi par des observations faites aux différentes heures du jour ne sont pas identiques, quoique, en général, peu différentes, parce que les variations diurnes et accidentelles que le baromètre éprouve dans les deux stations ne sont pas les mêmes et ne se manifestent pas aux mêmes instants. Pour obtenir une grande précision, il faudra faire les observations quand l'air est calme et le ciel serein, et à des instants peu éloignés de midi, où règne la pression moyenne du jour; il sera même convenable de réunir un grand nombre d'observations, et, quand cela sera

possible, de calculer la hauteur d'après les indications moyennes annuelles du baromètre et du thermomètre dans les deux stations. Quand les lieux sont très-éloignés, il faut nécessairement employer cette dernière méthode. Pour obtenir la hauteur d'un lieu au-dessus du niveau de la mer, c'est-à-dire au-dessus de la surface de la mer, supposée prolongée avec sa courbure au-dessous des continents, on admet qu'au niveau des grandes mers, la hauteur du baromètre est de 0,76. Mais cette hauteur moyenne n'est pas constante; il paraît qu'elle augmente avec la latitude. D'après M. de Humboldt, elle est plus grande de 2 millimètres dans la zone tempérée qu'entre les tropiques.

Mesure de la force élastique d'un gaz renfermé dans un appareil clos.

306. Lorsqu'un gaz se trouve dans un vase fermé de toute part, et contenant un baromètre (fig. 181 A), on peut mesurer directement sa force élastique; on est encore en état de le faire d'une manière très-simple si le gaz est sous une cloche sur l'eau ou sur le mercure. En effet, soit ABCD (fig. 182) une cloche renfermant un certain volume ABMN de gaz : il est évident que la colonne liquide MNCD contre-balance une partie de la pression de l'atmosphère sur la surface libre extérieure du liquide; par conséquent, le gaz n'est réellement pressé que par le poids de l'atmosphère, moins celui de la colonne liquide MNCD. Ainsi, par exemple, si celle-ci était du mercure, le baromètre à $0^m,76$, et MC de 10 centimètres, la force élastique du gaz serait représentée par le poids d'une colonne de mercure de $0^m,66$. Si le liquide était de l'eau, pour avoir la pression estimée en mercure il faudrait de la hauteur du baromètre retrancher la hauteur de la colonne d'eau MC, divisée par la densité du mercure. Lorsque le niveau intérieur MN est sur le prolongement du niveau extérieur, le gaz supporte exactement la pression de l'atmosphère. Et quand le niveau MN est au-dessous du niveau extérieur (fig. 183), le gaz supporte le poids de l'atmosphère, plus celui d'une colonne liquide dont la hauteur est égale à la différence des niveaux : par conséquent, la pression supportée par le gaz serait représentée par la hauteur du baromètre, plus la hauteur MC, si le liquide était du mercure, ou augmentée de cette hauteur divisée par la densité du mercure, si le liquide était de l'eau.

307. L'appareil (fig. 181 A) pourrait servir à constater les variations de la pesanteur à la surface de la terre. En effet, si le ballon

était exactement clos, de manière que l'air qui y est renfermé n'eût aucune communication avec l'extérieur, son ressort à une température constante serait toujours le même; mais si la pesanteur éprouvait des variations, cette force élastique serait mesurée par des hauteurs variables de la colonne du baromètre. Par conséquent, en portant un semblable appareil du pôle à l'équateur, et observant dans différents lieux la hauteur du mercure à des températures égales, cette hauteur devrait augmenter, et suivre la marche inverse de l'intensité de la pesanteur; mais cette méthode serait susceptible de bien moins de précision que l'observation de la durée des oscillations d'un même pendule [75].

308. *Baromètre tronqué.* Quand la pression du gaz renfermé dans un espace clos est peu considérable, on peut employer un instrument d'une hauteur beaucoup plus petite que le baromètre ordinaire, et dont les indications sont aussi exactes. Soit *abcd* (fig. 184) un tube recourbé, fermé en *a*, ouvert en *d*, et rempli de mercure jusqu'au point *c*. Si le tube *ab* avait une hauteur suffisante, le mercure s'élèverait jusqu'à $0^m,76$, et la colonne ferait équilibre à la pression atmosphérique; mais si sa hauteur est moindre, la partie supérieure du verre éprouvera une pression dirigée de bas en haut égale au poids d'une colonne de mercure dont la hauteur serait la différence entre $0^m,76$ et *ac*. Quand l'instrument sera placé dans un gaz dont la force élastique sera mesurée par une pression plus petite que $0^m,76$, et plus grande que *ac*, il est évident que la pression sur le point *a* sera plus petite qu'elle ne le serait dans l'air; mais le mercure ne commencera à descendre que quand la force élastique du gaz sera plus petite que *ac* : elle sera alors mesurée par la différence de hauteur des deux colonnes.

309. Les gaz ayant une force élastique plus grande que celle de l'air, on pourrait employer encore un baromètre, mais seulement quand la différence de pression est peu considérable : car, dans le cas contraire, il faudrait que le tube eût une trop grande hauteur. Il serait possible aussi de se servir d'un tube ouvert par les deux bouts, l'un communiquant avec l'atmosphère, et l'autre plongeant dans une cuvette pleine de mercure, dont la surface serait pressée par le gaz comprimé. La hauteur à laquelle le liquide s'élèverait dans le tube serait la mesure de l'excès de force élastique du gaz sur celle de l'air extérieur : par conséquent, en ajoutant cette hauteur à celle du baromètre, on aurait la pression du gaz. Nous citerons encore les dispositions représentées par les figures 185 et 186, où les

extrémités *c* des tubes sont ouvertes dans l'air, et les extrémités *a* communiquant avec le gaz comprimé. Mais quand la différence de force élastique est très-grande, il faudrait des tubes trop élevés; on fait usage alors d'un autre instrument, fondé sur la loi de contraction des gaz relativement aux pressions qu'ils éprouvent, et que nous allons faire connaître.

§ 3. *Rapport du volume et de la force élastique des gaz.*

Nous avons reconnu qu'un gaz comprimé diminue de volume, et que, sa force élastique croissant avec sa densité, il arrive bientôt à un état de condensation où sa force élastique fait équilibre à la pression exercée sur lui; mais nous ne connaissons pas encore les lois que suivent ces variations de volume et de force élastique.

310. *Loi de Mariotte.* L'appareil dont on se sert pour déterminer la force élastique de l'air sous différents volumes est composé d'un tube ABCD (fig. 187), fermé en D et ouvert en A; la partie DC de ce tube est divisée en parties d'égales capacités, et les deux branches DC et AB sont accompagnées d'échelles qui donnent les centimètres et les millimètres, à partir d'une même ligne horizontale. On commence par introduire une petite quantité de mercure pour séparer l'air renfermé dans le tube DC et celui de la branche AB, mais de manière que le liquide soit au même niveau, afin que la colonne d'air DC ait une force élastique égale à la pression atmosphérique. Puis ayant mesuré exactement le volume de cette colonne on verse de nouveau du mercure dans AB jusqu'à ce que la différence de niveau du métal dans les deux tubes soit égale à la hauteur du baromètre. La colonne d'air est alors deux fois plus petite, et, en général, si la différence de niveau du mercure est égale à un nombre quelconque de fois la hauteur du baromètre, le volume de la colonne d'air est le même nombre de fois plus petite qu'au commencement; or, comme le tube AB est ouvert, il s'ensuit que l'air contenu dans le tube CD est pressé par l'atmosphère, plus par le poids du mercure renfermé dans le tube AB au-dessus du niveau de ce liquide dans le tube CD : donc le volume de l'air est en raison inverse de la pression, et sa densité est en raison directe de cette pression ou de sa force élastique. Cette expérience a été faite pour la première fois par Mariotte, et la loi que nous venons d'énoncer a conservé le nom de ce physicien.

311. Si on voulait vérifier cette loi pour des pressions inférieures à celles de l'atmosphère, on y parviendrait facilement au moyen de l'appareil suivant. AB (fig. 188) est un tube fermé par sa partie supérieure, divisé en volumes égaux, renfermant de l'air, et plongé dans un vase CD, plein de mercure; lorsque le métal est à la même hauteur en dedans et en dehors, l'air est soumis à la pression de l'atmosphère, et quand on soulève le tube, l'air se dilate et n'est plus soumis qu'à la pression de l'atmosphère, diminuée de la hauteur du mercure dans le tube au-dessus du niveau extérieur. En mesurant le volume de l'air dans différentes positions du tube, ainsi que la pression à laquelle il est soumis, on reconnaît que la loi de Mariotte est encore exacte pour les pressions plus petites que celles de l'atmosphère. On pourrait aussi faire cette vérification au moyen de l'appareil figure 189. ABCD est un tube deux fois recourbé et disposé comme dans la fig. 187; seulement la partie CD est beaucoup plus longue, et le tube est garni à la partie inférieure d'un robinet en fer M. On remplit l'instrument de mercure, de manière qu'il ne reste dans le tube fermé qu'une petite colonne d'air Dm, et que le mercure soit au même niveau dans l'autre : alors on mesure sur l'échelle la longueur Dm, après quoi on enlève une certaine quantité de mercure en ouvrant le robinet inférieur M. Le mercure dans la branche fermée descendra au point m', et au point n' dans la branche ouverte. Il est évident qu'en appelant p la pression de l'atmosphère, le gaz dilaté Dm' n'est plus soumis qu'à la pression $p - m'n'$. On trouve alors que les volumes et les pressions satisfont à la proportion $Dm : Dm' :: p - m'n' : p$, qui est l'expression de la loi de Mariotte.

Dans toutes ces expériences il est indispensable que l'air soit parfaitement sec, parce que la présence de l'eau ou de sa vapeur pourrait rendre la loi inexacte. Il est également indispensable que la température ne change pas sensiblement pendant la durée des expériences, parce que la chaleur seule fait varier la force élastique de l'air, comme nous le montrerons par la suite.

Nous verrons plus loin qu'un gaz renfermant de la vapeur d'eau se comprime comme un gaz sec, tant que le gaz, par la diminution de volume, n'a pas été amené à saturation, et qu'à partir de ce point, la force élastique de la vapeur devenant constante, en la désignant par f, et par V et V' les volumes du gaz correspondants aux pressions p et p', on a

$$\frac{V}{V'} = \frac{p' - f}{p - f}$$

312. Les expériences que nous venons de rapporter peuvent facilement être exécutées sur un gaz quelconque. Il suffit pour cela d'adapter à l'extrémité D de la branche DC (fig. 189) un robinet que l'on puisse mettre en communication avec un ballon plein du gaz sur lequel on veut opérer, lorsque le tube est exactement plein de mercure : alors, en ouvrant la communication, et faisant écouler un peu de mercure par le robinet M, une partie du gaz passe dans le tube DC. On peut ensuite fermer le robinet et comprimer le gaz en introduisant du mercure dans le tube AB, ou le dilater en ouvrant le robinet M. On a trouvé ainsi que tous les gaz secs sont soumis à la loi que nous avons énoncée, quand la température reste constante. Pour les obtenir parfaitement dépouillés d'humidité, il suffit de les faire passer lentement à travers un tube de verre renfermant une substance ayant une très-grande affinité pour l'eau, par exemple du chlorure de calcium ou de l'acide sulfurique concentré.

313. Au moyen de l'appareil décrit d'abord, on ne peut vérifier la loi de Mariotte que pour des pressions d'un petit nombre d'atmosphères; nous allons maintenant donner la description de celui qui a été employé par MM. Dulong et Arago, et avec lequel la pression a été portée jusqu'à 27 atmosphères.

S, caisse en fonte pleine de mercure (fig. 190) fixée solidement sur un massif de maçonnerie, et portant trois tubulures, deux latérales et opposées, et une supérieure. Une des tubulures latérales communiquait avec un tube de verre *aa'* de $1^m,70$ de longueur, de 5 millimètres de diamètre intérieur, et dont le verre avait 5 millimètres d'épaisseur; à côté du tube était placée une échelle graduée en centimètres et en millimètres, garnie d'un voyant à vernier que l'on faisait mouvoir à l'aide d'un cordon sans fin passant sur les poulies *qyu*. Ce tube était mastiqué par la partie inférieure dans une pièce métallique percée d'un trou *bb'* (fig. 190 A) précisément égal au diamètre intérieur du tube, afin que la pression ne se manifestât pas sur l'épaisseur du verre, car cette pression aurait infailliblement arraché le tube. On connaissait par des expériences préliminaires les capacités correspondantes aux indications de l'échelle; et, pour éviter l'erreur qui serait résultée de la courbure du mercure si le tube eût été jaugé dans une position renversée, comme cela se pratique ordinairement, on l'avait fermé par le bas et ouvert par le haut, afin qu'on pût y verser successivement des mesures égales de mercure dans la position qu'il devait conserver; après quoi, il avait été ouvert par le bas et fermé supérieurement par la fusion du

verre. Le tube gradué était environné d'un cylindre plus grand, dans lequel passait continuellement un courant d'eau partant d'un réservoir *e*, et qui s'écoulait par le robinet *r*; ce cylindre renfermait un thermomètre qui donnait en même temps la température de l'eau et celle de l'air renfermé dans le tube *aa'*.

L'autre tubulure recevait une série de tubes verticaux fixés les uns aux autres, le dernier s'ouvrant dans l'atmosphère : leur longueur totale était de 26 mètres. Les extrémités étaient garnies de douilles en cuivre, que l'on réunissait par un écrou roulant (fig. 191); l'inférieure portait un rebord *hh'* formant une espèce de vase dans lequel on coulait du mastic après y avoir introduit une pièce *oo'* dont l'appendice *k* servait de repère. Pour soustraire les tubes à la pression de ceux placés au-dessus, chacun était soutenu à l'aide de contre-poids par l'intermédiaire de cordons attachés aux douilles, et passant sur des poulies fixes P et P' (fig. 190). Des fourchettes (fig. 191 et 193) maintenaient toute la colonne de distance en distance contre un pilier de bois vertical. Enfin la troisième tubulure *n* du vase S recevait une pompe foulante. En y comprimant de l'eau, le mercure refoulé s'élevait dans la grande colonne ouverte et dans le tube *aa'* : on pouvait alors comparer le volume de l'air à la pression. Il est résulté de ces expériences, comme nous l'avons déjà dit, que la loi de Mariotte est exacte jusqu'à 27 atmosphères.

314. Elle a été vérifiée par MM. Petit et Dulong à des températures très-élevées, par un moyen que nous indiquerons en parlant de la dilatation des gaz. On a aussi reconnu qu'elle existait pour tous les mélanges de gaz qui n'exercent point d'actions chimiques les uns sur les autres.

On peut démontrer la loi de Mariotte en admettant : 1° que la force répulsive des molécules des gaz décroît avec une très-grande rapidité, de manière à devenir nulle à une très-petite distance ; 2° que les molécules des corps solides ou liquides exercent sur les molécules des gaz une action répulsive de la même nature que celle des molécules des gaz entre elles, et qui est la même pour tous les corps solides ou liquides, quelle que soit leur nature. En effet, considérons un gaz en équilibre dans un vase, et cherchons la pression exercée sur une étendue très-petite *m* de la paroi du vase. Pour cela, décrivons autour du point *m* une sphère ayant pour rayon la distance de répulsion sensible, et imaginons l'hémisphère placé dans le gaz divisé en éléments très-petits, mais renfermant chacun un très-grand nombre de molécules gazeuses. Il est évident que la résultante des répulsions exercées par toutes les molécules sur l'élément *m* sera perpendiculaire à sa direction, et variera proportionnellement à la densité du gaz à la même température, ce qui est précisément la loi de Ma-

riotte. On voit, d'après cela, que la densité du gaz, à partir de la distance d'affinité sensible, va en croissant jusqu'à la surface même de la paroi, par la même raison que la densité des liquides augmente de la surface jusqu'à la distance d'affinité sensible [210]. Cette circonstance n'a, d'ailleurs, aucune influence sur la loi de répulsion que nous avons établie en n'y ayant point égard, attendu que, quelle que soit la loi de la succession des densités dans les éléments dont nous avons supposé l'hémisphère composé, dans chacun d'eux la densité variera toujours proportionnellement à la densité du gaz au delà de la limite de répulsion. La supposition que nous avons faite, que les molécules des corps solides ou liquides exercent sur les gaz des actions répulsives indépendantes de leur nature est très-probable, car les molécules des gaz exercent les unes sur les autres des forces répulsives indépendantes de leur nature, comme nous le verrons plus loin; et il suffit évidemment, pour qu'il en soit ainsi des actions exercées par les corps solides ou liquides sur les gaz, d'admettre que la distance des molécules des gaz entre elles est de même ordre que celle des molécules des gaz et des corps solides les plus voisines.

315. *Limites de la loi de Mariotte.* D'après ce qui précède, la loi de Mariotte est vraie pour l'air, sous des pressions variables depuis quelques fractions de millimètre jusqu'à 27 atmosphères, et à des températures très-basses et très-élevées; mais il n'est pas probable qu'elle existerait à toutes les températures et à toutes les pressions : car presque tous les gaz ont été liquéfiés par un certain accroissement de pression ou une certaine diminution de température, et tout porte à croire qu'il en serait de même de tous, si on pouvait leur faire éprouver une pression ou un refroidissement suffisants.

Les gaz susceptibles d'être liquéfiés le sont, quelques-uns sous la pression ordinaire, en les soumettant à un très-grand froid, les autres en les accumulant dans des vases clos, à l'aide de pompes que nous décrirons plus loin; mais tous peuvent être obtenus à l'état liquide d'une manière beaucoup plus simple par le procédé suivant. On prend un tube de verre très-épais, et on lui donne la forme *abcde* (fig. 133 A); on introduit dans les courbures *b* et *d* les substances qui, par leur réaction, doivent produire le gaz qu'il s'agit de liquéfier, par exemple de l'acide hydrochlorique et du bicarbonate de soude, s'il s'agit d'opérer sur l'acide carbonique; ensuite on ferme les orifices *a* et *e* par la fusion du verre, et on retourne le tube de manière à amener à l'extrémité *a* ou *e* les substances introduites. Le gaz qui se dégage, en s'accumulant dans un petit espace, produit une compression suffisante pour en liquéfier une partie; il ne reste plus alors, pour séparer le gaz liquéfié des autres produits de l'action chimique, qu'à plonger une des branches du tube (fig. 133 B)

dans un mélange frigorifique ; le gaz liquéfié se distille, et vient se réunir dans la partie froide. Pour mesurer la pression développée intérieurement, on place dans une des branches un petit tube de verre très-capillaire (fig. 197), divisé en parties d'égale capacité et renfermant une petite bulle de mercure. La comparaison du volume occupé par l'air d'abord, et après la liquéfaction du gaz conduit facilement à la détermination de la pression intérieure, comme nous le verrons [317]. Si on voulait opérer sur de grandes masses de gaz, il faudrait employer un récipient métallique très-résistant, qu'on fermerait très-exactement après y avoir introduit dans des vases séparés les substances qui doivent réagir ; on les mêlerait ensuite en imprimant successivement au système un mouvement de bascule et de rotation. Pour séparer le gaz liquéfié des autres produits de l'action chimique, on mettrait le premier récipient en communication avec un second, plongé dans la glace : le gaz liquéfié se réunirait dans ce dernier. Nous ajouterons qu'un gaz qu'on a regardé longtemps comme permanent, l'acide carbonique, a été non-seulement liquéfié, mais solidifié par un froid de 100° au-dessous de la glace, provenant de la grande dilatation que le gaz liquéfié éprouve en se dégageant dans l'air. Nous reviendrons sur cette belle expérience en parlant des changements d'état des corps.

Le tableau suivant renferme la liste de quelques gaz qui ont été liquéfiés avec l'indication des pressions et des températures correspondantes.

	Pression.		Température.
Acide sulfureux (dens. 1,7).....	2	atmosph.	+ 7°
Chlore.....	4	atmosph.	— 15
Hydrosulfurique (dens. 0,9).....	17	atmosph.	+ 8
Acide carbonique.....	36	atmosph.	0
Protoxyde d'azote.....	51	atmosph.	+ 7
Cyanogène (dens. 0,9).....	3,7	atmosph.	+ 7
Acide hydrochlorique.....	40	atmosph.	+ 8
Gaz ammoniac (dens. 0,6).....	5	atmosph.	0
Acide carbonique.....	36	atmosph.	0
» »	73	atmosph.	+ 30

M. Aimé est parvenu à constater la liquéfaction de plusieurs gaz, en les soumettant par immersion dans la mer à une pression qui a quelquefois dépassé 200 atmosphères. Depuis, M. Faraday, en comprimant les gaz à 40 atmosphères dans des tubes de verre environnés d'acide carbonique solide, et placés sous la cloche d'une

machine pneumatique dans laquelle on maintenait le vide par une action continuelle, est parvenu à liquéfier et à solidifier tous les gaz, excepté le bioxyde d'azote, l'oxyde de carbone, l'oxygène, l'azote et l'hydrogène. Le protoxyde d'azote à l'état solide produisant un froid beaucoup plus grand que l'acide carbonique, M. Faraday reprend ses expériences avec ce nouvel agent, et arrivera peut-être à effectuer la liquéfaction des gaz qui jusqu'ici ont résisté aux efforts des physiciens. (*A. C. et P.*)

Il est très-probable que la loi de Mariotte, en défaut pour tous les gaz, sous de très-grandes pressions et à de très-basses températures, le serait également sous de très-petites pressions et à de très-hautes températures; la répulsion des molécules des gaz entre elles étant de la nature des forces qui ne se manifestent qu'à de très-petites distances, serait annulée quand les molécules auraient été éloignés au delà d'une certaine limite par une très-grande raréfaction obtenue, soit au moyen d'une extrême diminution de pression, soit d'une excessive élévation de température, ou de ces deux causes de dilatation réunies. Les gaz, dans cet état, auraient alors une certaine analogie avec les liquides; l'élasticité ne se manifesterait que par une pression étrangère. C'est peut-être dans cet état que se trouve l'air aux dernières limites de l'atmosphère.

316. *Détermination de la pression qui résulte de l'introduction dans le même espace de plusieurs volumes différents de gaz ayant des élasticités différentes.* Quand les gaz sont de même nature, il résulte de la loi de Mariotte que cette pression est égale à la somme des pressions produites par l'introduction de chacun des gaz isolément dans le volume commun.

En effet, soient v et v' deux volumes de gaz sous les pressions p et p', que l'on introduit dans l'espace V. Le premier volume, ramené à la pression p', sera $v\frac{p}{p'}$: par conséquent on aura le volume $\left(v\frac{p}{p'}+v'\right)$ à la pression p', qui, développé dans le volume V, aura une force élastique égale à $p'\left(v\frac{p}{p'}+v'\right)$: V ou $(vp+v'p')$: V. Mais le premier gaz, prenant le volume V, acquerrait une force élastique pv : V, et le second une force élastique $p'v'$: V, dont la somme est $(pv+p'v')$: V. Il est facile de voir, d'après cela, que, si on désigne par v, v', v'', etc., les volumes des gaz; par p, p', p'', etc., les pressions correspondantes; par V l'espace dans lequel on les introduit tous, et par P la pression résultante, on aura

$$P = \frac{1}{V}(vp + v'p' + v''p'' + \text{etc.})$$

Quand les gaz sont de nature différente, mais sans action chimique, on trouve par expérience que la pression est la même que s'ils étaient de même nature. Ainsi les molécules des gaz de même nature et de nature différente agissent de la même manière les unes sur les autres, ou bien les molécules de même nature sont les seules qui exercent une action réciproque : car ces deux hypothèses expliquent également les phénomènes. La première seule parait être admissible : car, à la distance où se trouvent les molécules dans les gaz, l'affinité est insensible, la force répulsive résulte entièrement de l'action de la chaleur, et on ne comprend pas comment cette force serait élective; d'ailleurs, s'il en était ainsi, la composition de l'atmosphère ne serait pas la même à différentes hauteurs, et le son se propagerait séparément dans l'oxygène et dans l'azote, avec des vitesses différentes, de sorte qu'on entendrait toujours le redoublement d'un même son à des intervalles d'autant plus grands qu'on serait plus éloigné du corps sonore, ce qui est contraire à l'observation. Mais d'un autre côté, les phénomènes qui se passent lorsqu'on dissout des gaz dans les liquides [334], ne semblent pouvoir s'expliquer qu'en admettant que dans une atmosphère composée de différents gaz, chacun d'eux agit séparément. Ainsi on ne sait pas encore à quoi s'en tenir sur la question si importante dont il s'agit.

317. ***Manomètre.*** Lorsqu'un gaz est soumis à une pression de plusieurs atmosphères, on ne peut plus la mesurer avec les appareils dont nous avons parlé, parce qu'ils exigeraient des tubes d'une trop grande hauteur. On se sert alors de tubes pleins d'air, et on mesure la pression par le volume qu'occupe ce gaz. La fig. 194 représente la disposition la plus simple de cet appareil. Le tube *ab* communique avec le vase renfermant le gaz comprimé; le tube recourbé *bce*, dont l'extrémité *e* est fermée, renferme du mercure et de l'air. Supposons que, quand l'extrémité *a* du tube communique avec l'atmosphère, le mercure s'élève dans *de* jusqu'au point *d* : quand la pression à laquelle l'air est soumis deviendra deux fois plus grande, le volume de l'air sera deux fois plus petit; il deviendra dix fois plus petit si la pression devient dix fois plus grande. Ainsi, le tube *ed* étant cylindrique, en divisant sa longueur en cent parties égales, l'échelle indiquera la pression à laquelle l'air est soumis; et la force élastique du gaz qui agit sur le mercure au point *a* sera égale à celle de l'air renfermé dans *ed*, plus la différence de hauteur du mercure dans les tubes *bc* et *ce*. Ainsi, en ajoutant cette

différence à l'indication de l'échelle, on aura la pression du gaz. Afin d'éviter la nécessité de deux échelles, on donne souvent aux manomètres à air la forme indiquée par les figures 195 et 195 A. La cuvette MN ayant un grand diamètre par rapport à celui du tube, on peut supposer sans erreur sensible que le niveau y reste constant. Quand le tube est cylindrique, on peut facilement tracer sur une échelle les hauteurs que doit atteindre le mercure, lorsque le gaz avec lequel communique l'instrument a une force élastique donnée.

En désignant par a la longueur du tube, par b la hauteur du mercure au-dessus du niveau du métal dans la cuvette, et par x la pression du gaz, on a

$$x = b + 0{,}76 \times \frac{a}{a-b}, \text{ et } b = \frac{a+x}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{a+x}{2}\right)^2 + a\,(0{,}76 - x)}.$$

En donnant successivement à x les valeurs $2 \times 0{,}76$, $3 \times 0{,}76$..., les valeurs de b correspondantes seront les hauteurs que le mercure devra atteindre lorsque la pression du gaz sera 2, 3, etc., atmosphères. C'est le signe inférieur du radical qu'il faut prendre.

On pourrait employer un tube capillaire (fig. 197) renfermant de l'air sec séparé de l'air extérieur par une bulle de mercure qui servirait d'index. Si l'on remplaçait le mercure par d'autres liquides, il ne faudrait faire usage de ceux qui sont volatils qu'autant que les expériences n'exigeraient pas une très-grande précision. Quand le manomètre doit être plongé dans un liquide, on peut se servir du liquide lui-même pour comprimer directement l'air (fig. 79) [172] et donner au tube un diamètre quelconque. Les indications de ces instruments ne sont comparables entre elles qu'autant que la température est la même, parce que la force élastique des gaz varie par la chaleur.

318. On doit à M. Say une méthode fort remarquable, fondée sur la loi de Mariotte, pour déterminer le volume des corps, et par suite leur densité, sans les plonger dans un liquide. Voici en quoi elle consiste : soit *ab* (fig. 198) un tube parfaitement cylindrique divisé en parties d'égale longueur, et terminé supérieurement par un cylindre d'un plus grand diamètre *cd*, dont les bords supérieurs sont usés à l'émeri, de manière que ce vase puisse être exactement fermé par un plan de verre dépoli *ef*. Supposons qu'on plonge verticalement le tube ouvert dans une cloche pleine de mercure, jusqu'à ce que le métal arrive au point *a*, sommet de l'échelle, et qu'alors on ferme le tube *cd* par la plaque *ef*. Si on soulève le tube, l'air se dila-

tera, et quand, par ce mouvement, le mercure sera descendu, de manière que la pression ne soit plus que la moitié de ce qu'elle était d'abord, il est évident que le volume de l'air sera doublé. Ainsi, en supposant que le mercure soit en *d* quand cette condition est satisfaite, le volume du tube compris entre *a* et *d* sera égal au volume de la partie supérieure de l'instrument à partir du point *a*. Supposons que la distance *ad* soit de cent divisions. Recommençons l'expérience en mettant le corps dont on veut déterminer la densité dans le cylindre *cd;* abaissons d'abord le tube ouvert, de manière que le mercure monte au point *a*, fermons le tube et soulevons-le jusqu'à ce que la pression devienne deux fois plus petite; soit *d'* le point où s'arrêtera le mercure : il est évident que le volume compris entre *a* et *d'* sera égal au volume de la partie supérieure de l'instrument, diminué du volume du corps placé dans le cylindre *cd* : ainsi le volume *dd'* sera égal au volume du corps. Alors, pour avoir sa densité, il suffira de peser le corps en grammes, et de diviser son poids par le poids d'un volume d'eau égal à celui qui est donné par l'instrument. Le volume de chaque degré de l'instrument peut être trouvé en faisant l'expérience sur un corps dont le volume serait connu. Si le tube n'était pas parfaitement cylindrique, il faudrait y appliquer deux divisions, l'une en centimètres et en millimètres, destinée à mesurer la hauteur du mercure, l'autre qui représenterait des parties d'égale capacité. Cette méthode est très-ingénieuse, mais n'est cependant pas susceptible d'une aussi grande précision que celles que nous avons indiquées; de plus, pour les corps poreux et les poudres où l'air se trouve dans un état de condensation qui varie avec la pression, elle doit occasionner des erreurs dont il est impossible de tenir compte. L'appareil que nous venons de décrire a été modifié par plusieurs physiciens, et récemment par M. Régnault, de manière à rendre les expériences plus faciles et plus exactes. (*A. C. et P.*)

§ 4. *Détermination de la densité des gaz.*

319. Pour mesurer la densité des gaz, on est convenu de la rapporter à celle de l'air atmosphérique sous la pression de $0^m,76$, et à la température de la glace fondante. On a choisi un gaz pour terme de comparaison, afin que les densités ne soient pas exprimées par des fractions trop petites; et l'air atmosphérique, parce que ce gaz est de même nature sur toute la surface de la terre et dans

toutes les saisons; enfin on est convenu de prendre l'air à une pression et une température constantes, parce que la densité des gaz varie avec ces deux éléments.

520. Il semble, d'après cela, que, pour déterminer la densité d'un gaz, il faille connaître les poids d'un même volume d'air et de gaz à 0° et sous la pression 0m,76; mais nous avons vu que les volumes des gaz varient de la même manière par les changements de pression, et nous démontrerons plus tard qu'ils varient aussi de la même manière par les changements de température : par conséquent le rapport des poids d'un même volume de deux gaz est indépendant des variations communes de la pression et de la température. Ainsi la densité d'un gaz est égale au rapport des poids d'un même volume de gaz et d'air à la même pression et à la même température.

521. Entrons dans le détail des opérations nécessaires pour obtenir chacun des termes du rapport. Le vase le plus convenable pour contenir le gaz est un ballon de verre tubulé à robinet représenté fig. 155, et la première chose à faire c'est de le remplir d'air parfaitement sec. On peut y parvenir de deux manières.

1°. En faisant le vide un grand nombre de fois et laissant rentrer de l'air qui, dans son passage à travers un tube contenant des fragments de pierre ponce imbibés d'acide sulfurique très-concentré, a été dépouillé complétement d'humidité.

2°. En produisant dans le ballon pendant quelque temps un courant d'air au moyen d'un soufflet dont la buse est liée par un tube en caoutchouc à l'appareil de dessication; au sortir de ce dernier le courant est conduit jusqu'au fond du ballon par un tuyau qui traverse librement l'ouverture de la clef du robinet, et il s'échappe par l'intervalle.

On laisse pendant 20 à 30 minutes en communication avec le tube à acide sulfurique le ballon plein d'air sec, afin qu'il se mette en équilibre de température avec les corps environnants, et en équilibre de pression avec l'atmosphère : puis, son robinet étant fermé, on le suspend à l'un des plateaux d'une balance bien sensible, et on établit la tare avec de la grenaille de plomb et du sable. Ensuite on y fait le vide autant que possible, et, l'accrochant de nouveau à la balance, on trouve qu'il faut un certain poids P placé de son côté pour rétablir l'équilibre. P représente alors le poids du volume d'air sec qui remplit le ballon à la température actuelle et sous la pression atmosphérique, diminuée de la tension de l'air qui reste encore quand on y a fait le vide autant que le comportent les machines employées pour cet

objet. Nous remarquerons qu'il n'y a aucune correction à faire relativement à la perte de poids du ballon dans l'air, attendu que celle-ci est la même dans chacune des opérations, si on les exécute dans un laps de temps peu considérable, et disparaît quand on prend la différence de deux pesées consécutives.

En second lieu il faut remplacer l'air par le gaz dont on veut évaluer la densité. A cet effet on épuise le ballon d'air à peu près autant que cela est possible, et on y laisse entrer le gaz desséché par une substance appropriée à sa nature; les plus efficaces sont l'acide sulfurique concentré, l'acide phosphorique anhydre et neigeux, la potasse caustique récemment fondue, la chaux vive, le chlorure de calcium. En faisant le vide de nouveau, on entraîne avec le gaz la petite quantité d'air dont il était mêlé, tellement qu'en remplissant une seconde fois le ballon de gaz, celui-ci peut être considéré comme pur, sans erreur sensible. Pour que le gaz ait une force élastique égale à la pression atmosphérique, il suffit que la hauteur de l'eau ou du mercure soit la même au dedans et au dehors de la cloche d'où il passe dans le ballon, et cette condition est facilement remplie en enfonçant ou en soulevant la cloche dans la cuve pneumatique, soit encore en ôtant ou en ajoutant du liquide dans celle-ci. On reconnaît avec une grande précision l'égalité des forces élastiques dont il est question, en se servant d'un tube recourbé *abcde* (fig. 199), dans le coude *b* duquel il y a un peu d'eau ou de mercure, et où le niveau doit être le même des deux côtés quand il y a égalité de pression entre le gaz du ballon et l'atmosphère.

On suspend ensuite le ballon successivement plein du gaz et vide à un des plateaux de la balance, et le poids P′ qu'il est nécessaire de lui ajouter dans le second cas pour rétablir l'équilibre est précisément celui du gaz. De sorte que si P′ et P ont été obtenus dans les mêmes circonstances de pression et de température, P′ : P exprimera la densité cherchée; mais il est rare que, pendant la durée toujours un peu considérable de toutes les manipulations nécessaires pour arriver au résultat, la pression et surtout la température ne varient pas sensiblement, surtout en certains jours; et comme ces variations ont une grande influence sur la densité des gaz, il faut y avoir égard, si on désire atteindre à la précision. Nous donnerons la manière de faire ces corrections, quand nous aurons exposé les lois de la dilatation des gaz par la chaleur.

Dans ces derniers temps M. Régnault a montré qu'au moyen de dispositions et d'appareils peu compliqués on peut obtenir le poids de

l'air et du gaz à 0°, se rendre ainsi indépendant des variations continuelles de température et éviter les corrections un peu incertaines auxquelles elles obligent. Nous y reviendrons plus tard.

322. La différence P des poids du ballon plein d'air sec et vide représentant le poids d'un volume d'air sec égal au volume intérieur du ballon sous la pression de l'atmosphère, diminuée de celle de l'air resté dans le ballon quand on y a fait le vide, si on connaissait le volume du ballon, on en déduirait facilement le poids d'un litre d'air dans les circonstances de température et de pression de l'expérience; et ensuite, par des formules que nous donnerons plus loin, le poids d'un litre d'air à la température de la glace fondante et sous la pression de $0^m,76$. On a trouvé ainsi qu'un litre d'air, dans ces dernières circonstances, pèse $1^g,2991$. Ce nombre étant connu, on en déduit le poids d'un litre d'un gaz quelconque dans les mêmes conditions en le multipliant par la densité du gaz.

323. La méthode que nous venons de décrire ne serait pas applicable à un gaz qui pourrait attaquer le cuivre dont est formée la garniture du ballon : il faudrait alors se servir d'un flacon que l'on pourrait fermer avec un bouchon de verre usé à l'émeri; on le remplirait successivement d'air sec et de gaz au moyen d'un tube qui plongerait jusqu'au fond du flacon, et par lequel on ferait arriver l'air et le gaz secs pendant un temps suffisant pour être assuré, pour l'air, de la complète dessiccation du vase, et pour le gaz, de la complète expulsion de l'air. Alors, en désignant par P le poids du flacon plein d'air, par P' celui du flacon plein de gaz, P' — P divisé par le volume du vase, et augmenté du poids de l'unité de volume de l'air à la température et à la pression de l'air au moment de l'observation, donnera le poids de l'unité de volume du gaz; d'où on déduira facilement sa densité.

324. Nous terminerons cet article par le tableau des poids et des densités des principaux gaz connus.

Tableau de la densité des principaux gaz.

DÉSIGNATION DU GAZ.	DENSITÉ observée.	DENSITÉ calculée.	POIDS d'un litre de gaz à 0°, et sous la pression de 0m,76, EN GRAMMES.	NOM DES OBSERVATEURS.
Air	1,000		1,2991	
Gaz hydriodique	4,443		5,7719	Gay-Lussac.
— fluosilicique	3,5735		4,6423	John Davy.
— chlorocarbonique		3,3894	4,4156	John Davy.
Chlore	2,470	2,4216	3,2088	Gay-Lussac et Thénard.
Gaz fluoborique	2,3709		3,0800	John Davy.
— sulfureux	2,1204		2,8489	John Davy et Gay-Lussac.
— chlorocyanique		2,111		Gay-Lussac.
Cyanogène	1,8064	1,8011	2,3467	Gay-Lussac.
Protoxyde d'azote	1,5204	1,5204	1,9752	Colin.
Acide carbonique	1,524		1,9805	Berzélius, Dulong.
Gaz hydrochlorique	1,2474		1,6205	Biot et Arago.
— hydrosulfurique	1,1912		1,5475	Thénard et Gay-Lussac.
— oxygène	1,1036		1,4323	Biot et Arago.
Deutoxyde d'azote	1,0388	1,0364	1,3495	Bérard.
Gaz oléfiant	0,978	0,9816	1,2752	Th. de Saussure.
— azote	0,976		1,2675	Berzélius, Dulong.
— oxyde de carbone	0,9569	0,9678	1,2451	Cruikshanck.
Hydrogène proto-phosph.	0,87			Humph. Davy.
Gaz ammoniac	0,5967	0,5910	0,7752	Biot et Arago.
— hydrogène carboné	0,555	0,5596	0,7270	Thomson.
— hydrogène arsénié	0,529			Tromsdorff.
— hydrogène	0,0668		0,0894	Berzélius, Dulong.

325. Il faut bien distinguer la densité d'un gaz à une certaine pression et à une certaine température de la densité tabulaire. Il est évident, d'après tout ce qui précède, qu'à la température de la glace fondante la densité d'un gaz de force élastique F est à la densité inscrite au tableau dans le rapport de F à $0^m,76$, ou en raison inverse des volumes sous ces mêmes pressions. Mais, si la température n'était pas celle de la glace fondante, la densité du gaz dépendrait à la fois de la pression et de la température, comme nous le verrons plus tard.

§ 5. *Mélange des gaz.*

326. Lorsque des liquides différents, sans action chimique les uns sur les autres, sont mis en contact, les surfaces de séparation

sont horizontales; et, pour que l'équilibre soit stable, les liquides doivent se succéder de bas en haut dans l'ordre décroissant des densités. Les gaz se comportent tout autrement. Lorsqu'on met en communication deux vases renfermant chacun un gaz différent, chacun d'eux se répand uniformément dans les deux vases, de manière à former un tout homogène, quelles que soient d'ailleurs les forces élastiques des gaz avant le contact, leur densité, et la position des vases lorsque la communication est établie. Les expériences que nous allons rapporter ne laissent aucun doute sur ce fait.

327. Berthollet prit deux ballons de verre A et B (fig. 199 A) : l'un fut rempli d'acide carbonique, l'autre d'hydrogène, sous la même pression et à la même température; ils furent réunis comme l'indique la figure, sans communiquer; et placés dans les caves de l'Observatoire, dont la température est constante, de manière que le ballon plein d'acide carbonique fût au-dessous de l'autre. Lorsque les deux ballons eurent pris la température des caves, on établit la communication en ouvrant les deux robinets, et en peu de temps le mélange fut effectué de manière que chaque ballon renfermait la même proportion d'acide carbonique et d'hydrogène.

328. Si on remplit d'un gaz quelconque une cloche reposant sur l'eau ou sur le mercure, et fermée à sa partie supérieure par un bouchon de plâtre qu'on a introduit lorsqu'il venait d'être gâché et avant la prise, le gaz et l'air passent à travers les interstices du plâtre, et, après un certain temps, la cloche ne renferme plus que de l'air. On conçoit, d'après ce que nous avons dit précédemment, que tout le gaz doit se dégager : car l'atmosphère étant infinie par rapport au volume de la cloche, l'homogénéité n'existe que quand tout le gaz est sorti. Graham, à qui on doit ces expériences, a reconnu qu'en maintenant la pression constante pendant toute la durée de l'écoulement, la quantité d'air qui avait pénétré dans la cloche était à la quantité de gaz sorti dans le rapport inverse des racines carrées des densités.

Graham opérait sur un tube de 0,4 de pouce de diamètre, renflé vers son milieu en boule de 2 pouces de diamètre, et plongé dans l'eau par sa partie inférieure. En remplissant le tube d'hydrogène, la moyenne de cinq expériences a donné pour les volumes échangés les nombres 3,848 et 1, qui sont dans le rapport énoncé. L'acide carbonique, le chlore, l'acide sulfureux, et le protoxyde d'azote ont conduit à des résultats qui s'accordent avec la loi. Ces expériences ne réussissent pas toujours en employant un corps poreux quel-

conque : car il faut nécessairement que les pores puissent être traversés par l'air et par le gaz; et l'expérience démontre que des pores peuvent ne donner passage qu'à certains gaz. Par exemple, des cloches de verre fêlées laissent passer l'hydrogène, et non les autres gaz : car, si une pareille cloche renfermant de l'hydrogène repose sur le mercure, l'hydrogène s'échappe et l'air ne rentre pas, quoique le mercure monte dans la cloche et que la pression devienne beaucoup plus petite que celle de l'atmosphère.

A ces faits nous ajouterons les suivants : d'après M. Faraday, l'acide carbonique s'écoule trois fois plus lentement que l'hydrogène à travers des tubes capillaires; d'après M. Sœmmering, une vessie sèche laisse passer la vapeur d'eau, et non celle de l'alcool, car un mélange d'eau et d'alcool contenu dans un vase fermé par un morceau de vessie était beaucoup plus riche en alcool après quelques mois qu'au commencement.

M. Graham a aussi reconnu que des volumes égaux d'air sec et humide, d'azote et d'acide carbonique, sous la même pression, restent le même temps pour passer dans le vide à travers un bouchon de plâtre, et que le gaz oléfiant et l'hydrogène emploient des temps plus courts dans le rapport des nombres 7, 5 et 4, à 10.

Tous les phénomènes de la diffusion des gaz proviennent de ce que, les molécules des gaz étant à distance, la pression sur tous les points de la surface de séparation de deux gaz n'est pas la même, quoique les gaz aient la même force élastique : alors ils se pénètrent, et l'équilibre ne devient stable que quand ils ont formé un tout homogène. Quant aux résultats numériques des expériences de M. Graham, on n'en a point encore donné d'explications admissibles. On comprend même difficilement qu'il puisse exister une loi constante dans les volumes de gaz échangés, car ces volumes doivent dépendre du nombre et du diamètre des pores à travers lesquels les gaz s'écoulent, puisque tous les pores ne sont pas accessibles à tous les gaz; peut-être ces phénomènes ont-ils des rapports intimes avec ceux découverts par M. Dutrochet, dont nous avons parlé précédemment [227].

Dalton, pour expliquer les phénomènes qui se produisent dans le contact des gaz, avait admis que la force répulsive ne se manifeste que sur les molécules similaires. Cette hypothèse explique bien les faits; mais elle n'est point nécessaire, et elle suppose dans la force répulsive une propriété élective difficile à admettre. Récemment, M. Thomson a cru voir dans les phénomènes découverts par M. Graham, et surtout dans les lois d'échange des gaz à travers

des plaques poreuses, une confirmation de l'hypothèse de Dalton, attendu que pendant l'écoulement, en admettant l'hypothèse en question, les pressions qui le produisent sont les mêmes pour les deux gaz, et que les vitesses sont dans le même rapport que si les gaz s'écoulaient dans le vide. Le premier fait est vrai : car, si on désigne par a et h les volumes d'air et de gaz hydrogène qui se trouvent dans la cloche à un instant déterminé sous la pression extérieure que nous prendrons pour unité, dans l'hypothèse en question, la pression qui produira l'écoulement du gaz hydrogène sera $\frac{h}{a+h}$ et celle qui produira l'écoulement de l'air sera $1-\frac{a}{a+h}=\frac{h}{a+h}$. Le second fait est également vrai : car nous verrons plus loin que les vitesses d'écoulement des gaz dans le vide sont en raison inverse des racines carrées de leurs densités. Mais on ne peut rien conclure de là en faveur de l'hypothèse de Dalton. En effet, la vitesse d'écoulement d'un gaz est donnée par la formule $v=k\sqrt{\frac{p'-p}{p'd}}$, k étant un coefficient constant, p' la force élastique du gaz, p celle de l'espace dans lequel il s'écoule, et d sa densité. Or, en appliquant cette formule au cas actuel, et dans l'hypothèse de Dalton, on trouve pour l'hydrogène $p=o$, puisque l'espace environnant est infini par rapport au volume d'hydrogène dégagé, et par suite $v=k\sqrt{\frac{1}{d}}$; et, pour l'air, $p'-p=\frac{h}{a+h}$, et $p'=1$; d'où $v=k\sqrt{\frac{h}{a+h}\cdot\frac{1}{d}}$; vitesses qui ne sont plus alors dans le rapport observé par Graham.

§ 6. *Absorption des gaz par les liquides et les solides.*

329. L'eau et plusieurs liquides jouissent de la propriété de dissoudre les gaz; en général ils en dissolvent d'autant plus que la pression est plus grande. Il résulte des expériences de M. Henry de Manchester et de M. Dalton : 1° que les poids d'un même gaz dissous par un même liquide sous différentes pressions sont proportionnels aux pressions; ou, en d'autres termes, qu'un même liquide dissout toujours le même volume de gaz, quelle que soit la pression, ce volume étant soumis à la pression sous laquelle on opère. Mais le gaz, pour rester dissous, doit demeurer soumis à la pression d'une atmosphère formée du même gaz, et ayant une force élastique égale à la pression sous laquelle la dissolution s'est effectuée; 2° que la quantité de gaz qu'un liquide peut dissoudre est entièrement indépendante de la nature et de la quantité des autres gaz déjà en dissolution.

330. On voit d'après cela que, quand un liquide saturé d'un gaz quelconque est plongé dans une atmosphère du même gaz, et qu'on diminue la pression, une portion du gaz se dégage, et la tota-

lité sortirait du liquide si la pression devenait nulle. Si le liquide était placé dans un espace vide limité, il se dégagerait du gaz jusqu'à ce que l'atmosphère formée par le gaz dégagé eût une force élastique qui fût précisément celle sous laquelle le gaz encore en dissolution resterait dissous dans le liquide; et enfin, si un liquide contenant un gaz quelconque en dissolution était placé dans une atmosphère indéfinie d'un autre gaz, le gaz dissous se dégagerait complétement. Ces lois permettent de résoudre plusieurs questions importantes.

331. Un vase fermé renferme un liquide et un gaz. On donne le volume du liquide, celui du gaz, le coefficient de solubilité du gaz, ainsi que sa pression, et on demande la pression du gaz quand son volume aura été réduit d'une quantité donnée. Soient a le volume du liquide, b celui du gaz, p la pression, ma le volume constant du gaz que le liquide peut dissoudre, b' le nouveau volume du gaz et p' la pression correspondante. Il est évident que tout se passera comme si le volume du liquide était ma, et si le liquide pouvait dissoudre un volume de gaz égal au sien : l'espace occupé par le gaz était alors $ma + b$ au premier instant, et comme il devient ensuite $ma + b'$, et que le gaz, dissous ou non, a la même densité, $p' = p\frac{ma + b}{ma + b'}$.

332. On peut, à l'aide des lois précédentes, trouver directement la composition de l'air en dissolution dans l'eau. En effet, le coefficient d'absorption de l'oxygène est 1/15, et celui de l'azote est 1/30; si p représente la pression de l'air, $p \times 0{,}21$ sera celle de l'oxygène, et $p \times 0{,}79$ celle de l'azote; et les quantités d'oxygène et d'azote absorbées par l'eau seront dans le rapport des nombres $\frac{0{,}21}{15}$ et $\frac{0{,}79}{30}$, ou de $\frac{21}{1500}$ et $\frac{79}{3000}$, ou enfin de $\frac{42}{3000}$ et $\frac{79}{3000}$, et les quantités relatives à 100 parties absorbées seront sensiblement entre elles : : 34 : 66, ainsi qu'on l'a reconnu par des expériences directes.

333. Les principes posés au commencement de cet article donnent l'explication de plusieurs phénomènes curieux découverts par Graham. Si on place sous une cloche pleine d'acide carbonique, et reposant sur l'eau, une petite vessie contenant une certaine quantité d'air et dont la surface a été légèrement humectée, la vessie se gonfle, et, après quelques heures, finit par crever. L'expérience réussit également en mettant dans la vessie de l'hydrogène carboné, remplaçant l'acide carbonique par l'hydrogène sulfuré et l'eau par l'alcool. En ajoutant de l'hydrogène sulfuré à l'acide carbonique de la cloche quand la vessie est déjà gonflée, elle augmente encore beaucoup de volume. Ces phénomènes résultent de ce que le liquide qui recouvre la vessie se sature du gaz de la cloche, et, en traversant les pores de la vessie, le dégage dans l'intérieur. Ce transport, ne pou-

vant évidemment s'arrêter que quand le gaz qui a passé dans la vessie aura acquis la même force élastique que dans la cloche, il en résulte que la tension du mélange dans la vessie finira par être d'autant plus grande qu'elle renfermait primitivement plus d'air. On voit, d'après cette explication, que l'expérience devra réussir avec tous les gaz très-solubles dans le liquide qui mouille la vessie, et que l'addition dans la cloche d'un second gaz très-soluble devra nécessairement augmenter l'effet.

334. Les phénomènes que présentent les dissolutions des gaz dans les liquides, de même que ceux de la diffusion des gaz sembleraient indiquer que les molécules des gaz n'agissent que sur celles de même nature. Tout se passe en effet comme s'il en était ainsi; mais il est bien difficile de comprendre, avec nos idées sur la constitution des gaz, comment la force répulsive de la chaleur ne se manifeste que sur les molécules de même nature.

335. *Absorption des gaz par les corps solides.* Les corps solides poreux jouissent pour la plupart de la propriété d'absorber plusieurs fois leur volume de certains gaz, sans qu'il y ait action chimique. Les gaz condensés ont alors une élasticité beaucoup plus grande que celle de l'atmosphère; ils se dégagent toujours lorsqu'on élève la température. Nous citerons le charbon de bois, qui absorbe quatre-vingt-dix fois son volume de gaz ammoniac; et, d'après M. Dobéreiner, le platine et l'iridium à l'état de division extrême dans lequel on peut les obtenir en mêlant leur dissolution dans l'acide sulfurique avec certaines substances organiques, et exposant le mélange à l'action de la lumière. Ce physicien a reconnu que ces métaux dans cet état, mis en contact avec l'air, absorbaient deux cents à deux cent cinquante fois leur volume d'oxygène, sans se combiner chimiquement avec lui; et comme ce gaz n'entre que pour 1/4 en volume dans la composition de l'atmosphère, ils le condensent avec une force équivalente à huit cents ou mille atmosphères. On n'a point encore essayé, avec succès, d'expliquer ces phénomènes.

§ 7. *Des corps flottant dans les gaz.*

336. Nous ne parlerons que des corps qui flottent dans l'atmosphère, parce que, les propriétés physiques de l'air appartenant aussi à tous les gaz, ce que nous dirons des corps flottant dans l'air sera également applicable aux corps flottant dans un autre gaz quelconque.

337. Lorsqu'un corps est plongé dans l'atmosphère, il tend à tomber avec une force égale à son poids, et à monter avec une force égale à celui du fluide déplacé [103]. Il résulte de là que, quand un corps est en équilibre dans l'atmosphère, son poids est égal à celui de l'air déplacé : car, si son poids était plus grand, il tomberait, et s'il était plus petit, il s'élèverait.

338. Quand un corps d'un volume constant se trouve en équilibre dans l'atmosphère, cet équilibre est stable relativement à sa distance de la terre : car, si le corps s'élevait, il passerait dans des couches d'air moins denses; le poids du fluide déplacé deviendrait plus petit, et, comme celui du corps flottant diminuerait beaucoup moins rapidement, celui-ci serait ramené par la différence de ces forces vers sa position initiale. De même, s'il se rapprochait de la terre, il viendrait déplacer de l'air plus dense, et sa force ascensionnelle l'emportant sur son poids, il serait encore ramené à sa première position. Quant à la stabilité absolue de l'équilibre, les conditions sont les mêmes que pour les corps plongés dans les liquides : le centre de gravité du corps doit être au-dessous de celui du fluide déplacé. Ainsi, dans les gaz comme dans les liquides, un corps homogène n'a pas de position d'équilibre stable : car, son centre de gravité coïncidant avec celui du fluide déplacé, les deux forces qui tendent à faire monter et descendre le corps sont appliquées au même point, et se détruisent, quelle que soit la position du corps.

339. *Aérostats.* Les ballons ou aérostats sont des enveloppes ordinairement d'une forme sphéroïdale, remplies d'air dilaté par la chaleur ou d'un gaz moins dense que l'air, qui s'élèvent dans l'atmosphère par leur légèreté spécifique. Ils furent inventés par Montgolfier, en 1782, et formés dans l'origine d'une enveloppe de papier remplie d'air dilaté par la chaleur. La première expérience publique eut lieu à Annonay, le 5 juin 1783, en présence des états généraux; mais bientôt Charles imagina de substituer le gaz hydrogène à l'air dilaté par la chaleur, et une enveloppe de taffetas enduit d'un vernis élastique, aux enveloppes de papier. Il en résulta plusieurs avantages importants : le premier, d'obtenir une force ascensionnelle beaucoup plus considérable, et qui, pour rester permanente, n'avait pas besoin d'être sans cesse entretenue par un foyer de chaleur; le second, d'avoir une enveloppe beaucoup plus résistante et que l'humidité ne pouvait altérer. La force ascensionnelle est beaucoup plus considérable : car pour 100 degrés d'élé-

vation de température, l'air ne perd, par sa dilatation, à peu près qu'un quart de son poids, tandis que le gaz hydrogène a une densité environ quinze fois plus petite.

340. Les aérostats dont on se sert pour s'élever dans l'atmosphère ont une forme à peu près sphérique (fig. 199 B); l'enveloppe est formée de fuseaux cousus, et recouverts d'un vernis de gomme élastique ou d'huile de lin lithargyrée; à la partie supérieure se trouve une soupape retenue par un ressort, et qu'on peut ouvrir au moyen d'une corde qui traverse le ballon et pend à la partie inférieure. L'hémisphère supérieur est recouvert d'un filet dont les fils, réunis par groupes au delà de l'équateur, descendent et soutiennent une nacelle en osier lestée avec du sable. On gonfle le ballon en le mettant, par sa partie inférieure, en communication avec des tonneaux renfermant du fer ou du zinc, de l'eau et de l'acide sulfurique. Il ne doit jamais être exactement fermé, car lorsqu'il pénètre dans les hautes régions de l'atmosphère, la force expansive du gaz le crèverait infailliblement; sa partie inférieure reste ouverte, et on ne le gonfle jamais entièrement; à mesure qu'il s'élève dans l'atmosphère, le gaz se dilate et distend bientôt complétement l'enveloppe. Lorsque l'on veut augmenter la force ascensionnelle, on jette du lest; et si on désire descendre, on ouvre la soupape; le gaz s'échappe, le ballon diminue de volume, et tombe. Pour diminuer l'accélération de la chute, de temps en temps on jette du lest. La nacelle est munie d'une ancre attachée à une corde.

341. La construction d'un ballon est une opération très-simple, sur laquelle cependant nous pensons qu'il ne sera pas inutile de donner quelques détails. La première chose à faire c'est de déterminer son volume. Supposons, par exemple, qu'il doive soulever un poids P; soit p le poids de l'unité de surface de l'enveloppe, d le poids de l'unité du volume de l'air, et d' celui de l'hydrogène, à la hauteur à laquelle on doit parvenir : la force avec laquelle le ballon tend à descendre est évidemment égale au poids de l'enveloppe, à celui du gaz hydrogène, et enfin au poids de la nacelle. Par conséquent, si on suppose le ballon sphérique et d'un rayon R, ce poids total sera $4\pi R^2 p + 4/3\pi R^3 d' + P$, et la poussée de l'air $4/3\pi R^3 d$. Par conséquent, on devra avoir $4/3\pi R^3 d' + 4\pi R^2 p + P = 4/3\pi R^3 d$, équation d'où l'on pourra tirer la valeur de R, lorsque l'on aura substitué pour π, P, p, d et d', leurs valeurs numériques. Lorsque le rayon est déterminé, ainsi que le nombre des fuseaux, on les construit approximativement par une opération géométrique trop simple pour être décrite ici.

Il est important de remarquer que la force ascensionnelle du ballon, quand il s'élève, reste toujours la même jusqu'à ce qu'il soit complétement gonflé par la

dilatation que le gaz éprouve en raison des variations de pression et de température, et que ce n'est qu'à partir de cet instant que la force ascensionnelle diminue. En effet, en désignant par V le volume du gaz qui remplit partiellement le ballon au départ, par H la pression à la surface de la terre, par t la température, par d et δ les poids de l'unité de volume d'air et d'hydrogène à 0° et sous la pression $0^m,76$, et par P le poids de l'enveloppe et de la nacelle; la force ascensionnelle à l'instant du départ sera $V(d-\delta)\frac{H}{0,76}\cdot\frac{1}{1+at}-P$; car, ainsi que nous le démontrerons en parlant des densités des gaz, le poids d de l'unité de volume d'un gaz à 0° et sous la pression de $0^m,76$ devient $d.H:0,76(1+at)$, sous la pression H et à la température de $t°$, a étant égal à 0,00366. A mesure que le ballon s'élève, V, H et t changent. Supposons d'abord que t reste constant : alors V augmente en raison inverse de H, et la force ascensionnelle reste la même; si c'est H qui est constant et t variable, comme V varie proportionnellement à $1+at$, il s'ensuit encore que la force ascensionnelle ne change pas. Mais dès l'instant où le ballon est complétement gonflé, V ne varie plus, et la force ascensionnelle diminue, car les variations de H et de $1+at$ ne se compensent pas. Dans ce qui précède nous avons fait abstraction du volume d'air déplacé par la nacelle et le navigateur, et de la diminution de la pesanteur. Quoique la force ascensionnelle soit constante, comme les actions de cette force s'ajoutent, la vitesse est accélérée; cette accélération suivrait les mêmes lois que celle des corps qui tombent à la surface de la terre en faisant abstraction de la résistance de l'air; mais comme ici cette résistance est très-grande, et qu'elle croît plus rapidement que le carré de la vitesse, la vitesse devient bientôt uniforme.

342. Les aéronautes qui s'élèvent dans l'atmosphère pour amuser le public descendent quelquefois, en abandonnant le ballon, à l'aide d'un appareil désigné sous le nom de *parachute*, et qui consiste en une enveloppe hémisphérique dont la circonférence est garnie de plusieurs cordes fixées à la nacelle. Lorsqu'on coupe les liens qui unissent celle-ci au ballon, elle tombe d'abord très-rapidement; mais bientôt le parachute s'ouvre, et la résistance qu'il oppose à l'air ralentit la descente de manière à la rendre sans danger. On diminue beaucoup l'amplitude des oscillations de la nacelle en pratiquant au sommet du parachute une ouverture par laquelle l'air peut s'écouler. Les parachutes ont été imaginés par Montgolfier.

343. Les voyages aérostatiques les plus importants ont été faits par MM. Biot et Gay-Lussac. En 1803, dans une première ascension, ces deux physiciens s'élevèrent à 4000^m. Dans une seconde, M. Gay-Lussac seul, parti du Conservatoire des arts et métiers de Paris le 29 fructidor an XII (16 septembre 1804), s'éleva de 7000 mètres au-dessus du niveau de la mer, hauteur à laquelle l'homme n'était jamais parvenu. Le baromètre, qui, au lieu du départ, marquait

$0^m,7652$, tomba à $0^m,3288$, à la limite de l'ascension; et le thermomètre, qui indiquait 27,75, descendit irrégulièrement jusqu'à 9 degrés au-dessous du terme de la congélation de l'eau. C'est dans ce voyage que M. Gay-Lussac recueillit de l'air des hautes régions de l'atmosphère, dont l'analyse constata ensuite l'identité de composition chimique avec celui qui baigne la surface de la terre.

344. Indépendamment des corps qui flottent dans l'atmosphère par leur légèreté spécifique, il en est qui restent suspendus par leur grande division et par le mouvement continuel de l'air. Les corps exigent, pour rester suspendus dans l'air, des courants d'autant plus forts qu'ils sont plus volumineux et plus denses. Aussi, dans l'air calme des appartements fermés, les corps qui restent suspendus sont d'une ténuité extrême, et ne peuvent être visibles que lorsqu'on les éclaire fortement par les rayons solaires qu'on laisse pénétrer à travers un trou pratiqué à un volet, tandis que des vents violents transportent souvent des masses considérables.

§ 8. *Mouvement des corps gazeux.*

345. Les corps gazeux peuvent être mis en mouvement par plusieurs causes : 1° par l'action de la chaleur; 2° par le mouvement des corps solides ou liquides qui leur transmettent une partie de leur vitesse; 3° enfin, les gaz renfermés dans les vases clos peuvent être mis en mouvement lorsqu'ils sont comprimés, et qu'on les laisse s'échapper dans le vide ou dans un milieu d'une moindre élasticité. Nous ne parlerons des mouvements produits par la chaleur que dans le livre suivant.

346. *Mouvements communiqués.* Lorsqu'un corps se meut dans l'atmosphère, il communique une partie de son mouvement à l'air qu'il rencontre : de là des courants artificiels qui s'étendent à une masse d'air d'autant plus grande que la force motrice est elle-même plus considérable. Les machines qui sont destinées à mettre l'air en mouvement par communication portent le nom de *ventilateurs;* les plus simples sont les éventails. Tous les autres, de formes plus ou moins compliquées, sont destinés à séparer de certains corps solides la poussière qu'ils renferment, et que les courants d'air entraînent facilement, ou à renouveler l'air des appartements, des séchoirs, ou à alimenter des foyers. Nous nous bornerons ici à décrire le ventilateur à force centrifuge et les trompes.

347. Le ventilateur à force centrifuge se compose d'un tambour

en bois ou en tôle ABCD fixe (fig. 200 et 201), d'une petite profondeur et d'un plus grand diamètre, percé, au centre, de deux trous circulaires, et, à la circonférence, d'une ou plusieurs ouvertures. Un axe en fer MN à manivelle traverse la partie centrale et sert à donner un mouvement de rotation rapide à un certain nombre d'ailes; celles-ci le communiquent à l'air intérieur que la force centrifuge porte à la circonférence, où, en vertu de son inertie, il s'échappe par les évents, en même temps que l'air extérieur s'introduit par les ouvertures centrales du tambour. Quand cet appareil est destiné à produire un courant d'air à l'extérieur, il n'a qu'une seule ouverture à la circonférence, de laquelle le tuyau conducteur part tangentiellement, de manière à donner au courant la direction convenable. Cette disposition est employée dans les machines destinées à séparer du blé les grains vides et la poussière. Si l'appareil a pour objet d'appeler l'air d'un certain lieu, on fait communiquer les orifices du centre avec l'endroit d'où l'air doit être aspiré : alors il est avantageux de laisser le cylindre tout ouvert à la circonférence.

348. Les trompes sont une sorte de machine soufflante que l'on rencontre ordinairement dans des usines métallurgiques des pays de montagnes, où il existe assez fréquemment des chutes d'eau élevées. La fig. 202 représente une coupe d'un de ces appareils. A est un réservoir d'eau : B un tuyau s'ouvrant d'une part au fond du réservoir A, et de l'autre dans une cuve C renversée, qui plonge en partie dans le cours d'eau que forme la chute : au-dessus du niveau de celui-ci, est établie dans la cuve une plaque de diamètre beaucoup moindre, et bien solide, contre laquelle se brise la colonne liquide : le tuyau B est rétréci vers son ouverture supérieure, afin que l'eau n'y coule pas à plein tuyau, et porte un peu au-dessous de l'étranglement plusieurs orifices percés obliquement de haut en bas, que l'on nomme *trompilles*. L'eau en tombant chasse devant elle, et entraîne une partie de l'air du tuyau B : il en résulte principalement dans la partie supérieure une pression moindre que celle qui règne au dehors : l'air extérieur entré pour rétablir l'équilibre est entraîné par l'eau, puis remplacé par de nouvel air, de telle sorte qu'il s'établit dans les trompilles une véritable aspiration. L'eau en se brisant sur F, laisse dégager l'air qu'elle a entraîné; et cet air s'accumulant dans le haut de la cuve, y acquiert assez de tension pour que, conduit aux fourneaux, il y produise un vent comparable à ceux que donnent les soufflets de forge.

Nous allons maintenant nous occuper des mouvements de l'air

qui proviennent de son dégagement d'un vase où il était comprimé. Plus loin nous parlerons des machines qu'on emploie pour produire cette compression; il ne sera question ici que des lois de l'écoulement.

349. *Écoulement des gaz comprimés.* Lorsqu'un gaz comprimé s'échappe par une ouverture quelconque percée en mince paroi, la vitesse d'écoulement dépend de la différence des pressions intérieures et extérieures et de la densité du gaz qui s'écoule. On peut calculer la vitesse d'écoulement en considérant le gaz comme un liquide de même densité, qui serait soumis à une pression égale à celle qui résulte de sa force élastique, diminuée de celle du milieu ambiant. Alors, pour avoir la vitesse, il faut trouver la hauteur d'une colonne liquide de même densité que le gaz, et dont le poids serait égal à la pression qui produit l'écoulement : la vitesse d'écoulement cherchée est alors celle qu'acquerrait un corps en tombant de cette hauteur [241]. Cherchons, par exemple, avec quelle vitesse de l'air à 0°, sous la pression ordinaire, s'échapperait dans un espace vide. La pression, étant de $0^m,76$ en mercure, sera de 10^m33 estimée en eau; et comme la densité de l'air est 0,0013 de celle de l'eau, il s'ensuit qu'une colonne d'air équivalente en poids à $0^m,76$ de mercure aurait $\frac{10^m,33}{0,0013}$ de hauteur, ou 7946^m. Or, un corps, en tombant de cette hauteur, acquerrait une vitesse de $394^m,81$ par seconde. Ce serait donc là la vitesse avec laquelle l'air, sous la pression ordinaire, pénétrerait dans le vide.

350. Il résulte de ce qui précède plusieurs conséquences importantes :

1°. A la même température, et quelle que soit la pression, un même gaz s'écoule dans le vide avec la même vitesse. En effet, les densités d'un même gaz à la même température sont proportionnelles aux pressions; les hauteurs des colonnes fluides dont les poids sont équivalents aux pressions sont aussi proportionnelles aux pressions, et ces mêmes hauteurs sont en raison inverse des densités; d'où il suit que, quelle que soit la force élastique d'un même gaz, la vitesse d'écoulement dans le vide sera constante à la même température. Ainsi, en renfermant de l'air dans un ballon, et le comprimant à 1, 2, 3, 1000 atmosphères, et le laissant échapper par un petit orifice dans un espace vide, la vitesse, pendant toute la durée de l'écoulement, sera la même. Mais la quantité de gaz qui

s'échappera dans le même temps ne sera point constante : elle sera évidemment proportionnelle à la densité du gaz, et par conséquent à la pression. Cette permanence de la vitesse d'écoulement d'un gaz comprimé quand il s'échappe dans le vide n'existe plus quand l'écoulement a lieu dans un gaz, parce qu'alors la hauteur de la colonne génératrice de la vitesse est proportionnelle à la différence de force élastique de l'air intérieur et de l'air extérieur, et en raison inverse de la densité, tandis que la densité du gaz est proportionnelle à la pression totale que le gaz éprouve.

2°. Les vitesses d'écoulement des gaz dans le vide sont en raison inverse des racines carrées des densités, car les hauteurs génératrices des vitesses sont en raison inverse des densités, et les vitesses sont proportionnelles aux racines carrées de ces hauteurs. Il en est encore de même quand les gaz ont la même force élastique, et s'écoulent dans le même milieu; mais quand la différence des pressions du gaz et du milieu extérieur sont seulement les mêmes, les vitesses sont en outre en raison inverse des racines carrées des forces élastiques des gaz, comme on peut le voir dans l'article suivant.

Représentons par v la vitesse, et par h la hauteur d'une colonne liquide de même densité que le gaz, et dont le poids serait équivalent à la force qui produit le mouvement : nous aurons $v = \sqrt{2gh}$.

Pour déterminer h en fonction de la densité, de la pression et de la température, désignons par p et p' les forces élastiques de l'air extérieur et du gaz comprimé estimées en mercure, par d la densité du gaz à 0° sous la pression de $0^m,76$, et par d' sa densité sous la pression p' et à la température t.

La pression qui produit le mouvement est $p' - p$; pour estimer cette pression en eau, il faut la multiplier par la densité du mercure 13,59, et, pour l'obtenir en air atmosphérique à 0°, et sous la pression $0^m,76$, il faut encore diviser ce produit par la densité de l'air rapportée à l'eau, c'est-à-dire par 0,0013. Ainsi la pression estimée en air sera $\frac{(p'-p)\,13,59}{0,0013}$. Mais il faut que cette pression soit estimée en gaz dont la densité est d'. La hauteur de la colonne sera alors $\frac{(p'-p).\,13,59}{0,0013} \cdot \frac{1}{d'}$. La densité d'un même gaz est proportionnelle à la pression quand la température est la même, et quand elle change, la pression restant la même, la densité varie en raison inverse du volume. Or, nous verrons plus tard que tous les gaz se dilatent également, et de 0,00366 de leur volume à zéro, pour chaque degré du thermomètre centigrade; nous aurons donc

$$d' = d\,\frac{p'}{0^m,76}\left(\frac{1}{1+t\,(0,00366)}\right).$$

D'après cela

$$h = \frac{13,59 \times 0^m,76}{0,0013} \frac{(p'-p)}{p'd} [1 + t(0,00366)].$$

Alors on aura

$$v = \sqrt{\frac{13,59 \times 0^m,76}{0,0013} 2g \frac{(p'-p)}{p'd} [1 + t(0,00366)]}.$$

Substituant pour g sa valeur 9,8088, il vient

$$v = 393^m \sqrt{\frac{p'-p}{p'd} [1 + t(0,00366)]}.$$

Si on fait $p = 0$, on trouve

$$v = 393^m \sqrt{\frac{1}{d} [1 + t(0,00366)]}.$$

Ainsi, à la même température, et quelle que soit la pression, la vitesse d'écoulement des gaz dans le vide est en raison inverse de la racine carrée de leur densité.

Les résultats que nous venons d'exposer ont été vérifiés par l'expérience, en Suède, en Angleterre et en France; mais, dans ces expériences, l'écoulement n'a eu lieu que dans l'atmosphère, et sous de faibles pressions. Le mode d'expérience que l'on a employé consiste à renfermer le gaz dans une grande cloche cylindrique reposant sur l'eau (fig. 205); on la met en équilibre au moyen d'une corde qui passe sur deux poulies fixes O et O', et dont l'extrémité inférieure est chargée d'un poids égal à celui de la cloche. Celle-ci est garnie supérieurement d'un appendice, sur lequel on peut placer des plaques minces percées de différents orifices, ou des ajutages de différentes formes; elle porte aussi un manomètre *abc*, qui sert à mesurer l'excès de pression du gaz intérieur. On augmente cet excès en diminuant le poids P, ou en chargeant la cloche de nouveaux poids; et on mesure la quantité de gaz écoulée pendant un temps donné par l'abaissement de la cloche, et la vitesse en divisant le volume de gaz écoulé par la section de l'orifice. M. Daubuisson, par la comparaison de cent cinquante expériences faites sur l'air atmosphérique, a reconnu que la vitesse du gaz calculée d'après la théorie s'accordait avec celle qui résulte de l'expérience, mais que la veine fluide se contracte dans les gaz comme dans les liquides, et que, pour obtenir la dépense réelle, il faut multiplier la dépense théorique par 0,65 si l'orifice est percé en mince paroi, par 0,93 si l'orifice est terminé par un ajutage cylindrique court, par 0,95 s'il est terminé par un ajutage un peu évasé.

351. Lorsque les gaz s'écoulent par de longs tuyaux, la vitesse est beaucoup plus petite que quand l'écoulement a lieu par des orifices percés en mince paroi, et d'autant plus que les tuyaux sont plus longs, d'un plus petit diamètre, et que la vitesse est plus grande. La diminution de la vitesse, provient du frottement que le gaz éprouve dans les tuyaux. Cette résistance paraît être indépendante de la nature du gaz, mais varier avec la nature des tuyaux; dans tous les cas, elle est proportionnelle au carré de la vitesse en raison directe du périmètre de la section du tuyau et en raison inverse de la surface de cette section.

D'après M. Daubuisson, pour l'air s'écoulant dans l'atmosphère par un orifice d'un diamètre d, placé à l'extrémité d'une conduite cylindrique ayant une longueur L et un diamètre D, sous une pression plus grande que la pression de l'atmosphère d'une quantité H estimée en mercure, la dépense par seconde est donnée par la formule

$$Q = 2279\sqrt{\frac{HD^5}{L + 47\frac{D^5}{d^4}}}.$$

Si la conduite était tout ouverte à son extrémité, on aurait $d = D$; et comme il n'y aurait pas alors de contraction de la veine, le coefficient du radical devrait être augmenté dans le rapport de 0,93 à 1 : on aurait alors

$$Q = 2450\sqrt{\frac{HD^5}{L + 47D}}.$$

352. *Anémomètre.* On désigne ainsi un appareil destiné à mesurer la vitesse du vent ou des courants d'air qui parcourent des canaux. Cet instrument, dû à M. Combes, est représenté en élévation, vu de face et en plan dans les fig. 941, 942 et 943. Il se compose d'un axe très-délié A, terminé par deux pivots très-fins tournant dans des chapes d'agate B, et sur lequel sont montées quatre ailes planes, C,C,C,C, également inclinées sur un plan perpendiculaire à sa direction. Au milieu de l'axe est taillée une vis sans fin *a*, qui conduit une roue D de 100 dents, de telle sorte que celle-ci avance d'une dent pour chaque révolution de l'axe A. L'axe de la roue porte une petite came *b* qui peut agir sur les dents d'une roue à rochet F de 50 dents; le rochet est maintenu par un ressort en acier très-flexible E, attaché à la plaque horizontale G sur laquelle est monté l'instrument. A chaque révolution complète de la roue D, la came fait sauter une dent du rochet; les deux roues sont numérotées de 10 en 10 dents, la première de 1 à 10, la seconde de 1 à 5.

Des aiguilles indicatrices H, H', fixées au montant I, qui porte l'une des chapes de l'arbre des ailettes, servent à marquer le nombre de dents dont chaque roue a avancé, et, par suite, à indiquer le nombre des révolutions de l'axe A. Au moyen d'une détente K et de deux cordons L, L, qui servent à la faire mouvoir, on peut, à distance, arrêter le mouvement des ailes ou leur permettre de tourner sous l'impulsion du courant d'air qui les frappe; ces cordons, attachés aux extrémités de la lame *cc*, fixée sous la plaque, servent à la faire tourner sur le bouton *d*; cette lame fait mouvoir la détente K au moyen d'une tige de communication *e* qui traverse la plaque G par l'ouverture *f*. M est une tige verticale fixée sur la plaque G, et servant à porter l'anémomètre et à le maintenir dans sa boîte.

Pour se servir de cet instrument, on amène d'abord le zéro de chacune des roues vis-à-vis les deux aiguilles indicatrices, puis on place l'instrument sur un support à l'air libre ou dans le canal où circule l'air dont on veut avoir la vitesse, en ayant soin de placer l'axe des ailettes dans la direction du courant, et l'arrêt de manière à s'opposer au mouvement. Alors on s'éloigne de l'instrument et on lâche la détente à un instant donné et on laisse marcher l'instrument deux ou trois minutes; on tire le cordon qui doit arrêter le mouvement, et on lit sur les cadrans le nombre de tours effectués pendant la durée de l'expérience. Il reste alors à déduire de ce nombre la vitesse du courant d'air. M. Combes a reconnu par le calcul qu'en désignant par N le nombre des tours de la roue dans une seconde, par *a* et *b* des constantes, et par *v* la vitesse du vent, on a

$$v = a + b\mathrm{N}.$$

L'exactitude de cette formule a été constatée par l'expérience, et voici par quel moyen. Imaginons que l'instrument soit fixé à l'extrémité d'une barre horizontale à laquelle un mouvement d'horlogerie imprime un mouvement de rotation uniforme, mais qu'on puisse faire varier dans des limites assez étendues; les ailettes tourneront dans l'air en repos avec la même rapidité que si l'appareil étant en repos était frappé par un courant d'air ayant une vitesse égale et opposée à celle de l'instrument dans la disposition que nous venons d'indiquer; alors on pourra déterminer les nombres des révolutions de l'axe de l'anémomètre qui correspondent à différentes vitesses, et reconnaître s'ils satisfont à la formule. Pour chaque appareil on détermine les constantes *a* et *b* à l'aide d'un certain nombre

d'expériences faites à l'aide de l'appareil que nous venons de décrire.

353. *Phénomènes que présentent des veines d'air lancées dans l'atmosphère.* Lorsqu'un gaz comprimé sous une grande pression s'échappe par un orifice évasé, il se manifeste un phénomène fort singulier, qui a été observé pour la première fois par M. Griffith, ingénieur des mines de Fourchambault, sur un réservoir d'air de la machine soufflante du haut fourneau de Torteron (Nièvre). Voici en quoi il consiste : si de l'air fortement comprimé dans un réservoir jaillit par une ouverture pratiquée dans une surface plane, et que l'on présente au courant une planche, une ardoise, un disque quelconque, ce corps, repoussé d'abord par le choc du gaz, est au contraire attiré lorsque, lui faisant vaincre cette répulsion, il a été rapproché à une petite distance de l'orifice (fig. 204). Alors l'air s'échappe par des rayons divergents entre la surface inférieure du disque et celle de l'orifice, et par un canal annulaire dont la section va en croissant. On peut facilement vérifier ce phénomène au moyen de l'appareil fig. 204 A. AB est un tube de fer-blanc ouvert par les deux bouts, mais inférieurement par un très-petit orifice *o*, percé au centre de la plaque CD, terminée par des rebords G et H, qui maintiennent le disque EF en papier. En soufflant avec la bouche par l'orifice A, le disque de papier est d'abord repoussé, mais il est attiré quand la vitesse du vent est suffisante. On peut constater ce fait par une expérience plus simple encore, et qui consiste à placer à l'extrémité de la tuyère d'un soufflet d'appartement un cône en papier : il est froissé et comprimé par la pression extérieure quand on fait agir le soufflet.

Ce phénomène se produit également dans l'écoulement de la vapeur et des liquides, et provient de ce que le fluide s'écoule à plein orifice par un ajutage évasé, et qu'alors la pression latérale est négative, du moins sur une partie de la paroi de l'ajutage. Il est alors tout à fait analogue à celui que nous avons décrit [254] (fig. 142). La pression qui se produit n'est pas connue ; mais il est facile de voir que le maximum de cette pression ne peut jamais atteindre, et par conséquent dépasser, la pression totale que l'atmosphère exerce sur la partie annulaire *abcd* du disque mobile (fig. 204) qui est en regard des bords du tuyau.

354. Lorsqu'une veine d'air provenant d'une machine ou produite par une autre cause quelconque pénètre dans l'atmosphère, elle s'élargit progressivement en diminuant de vitesse, et devient insensible à une distance plus ou moins considérable de l'orifice dans

lequel elle a pris naissance. Cet épanouissement provient du mouvement imprimé à l'air qu'elle rencontre et de celui qu'elle communique à l'air qui l'environne et qu'elle entraîne avec elle. Ce dernier mode de communication du mouvement a la même origine que le frottement de l'air dans un tuyau : le frottement existe, parce que le tuyau est fixe; s'il était mobile, et si sa masse était comparable à celle de la veine qui coule, cette dernière l'entraînerait avec elle.

Cette communication latérale du mouvement se manifeste dans un grand nombre de circonstances; nous en rapporterons une dans laquelle elle produit un phénomène assez remarquable : dans une nouvelle lampe d'émailleur dont j'ai donné la description dans le *Bulletin de la Société d'encouragement*, t. CXXXV, p. 90, et qui est employée dans un grand nombre de laboratoires, l'appareil de combustion se compose d'un vase cylindrique ABCD (fig. 944), ouvert à la partie supérieure, plein d'huile, et alimenté par un réservoir latéral à niveau constant. Ce vase contient plusieurs mèches cylindriques et concentriques *ab*, *a'b'*, dont le système peut être élevé ou abaissé à l'aide d'une cremaillère. Au centre des mèches se trouve une tuyère *nn* communiquant avec le soufflet. Lorsqu'on allume les mèches sans donner de vent, elles produisent une flamme rougeâtre, accompagnée de beaucoup de fumée et dont la température est peu élevée; mais aussitôt qu'on fait mouvoir le soufflet, la flamme se dirige vers l'axe des mèches en descendant sur l'extrémité de la tuyère, pour prendre ensuite la direction du jet d'air; la fumée disparaît complétement, et le dard *pq* acquiert une très-haute température. L'appel de la flamme au centre des mèches résulte du vide partiel qui se forme autour de l'extrémité de la tuyère, à la suite du mouvement que le jet d'air imprime à l'air qui l'environne.

La direction que prend la flamme d'une chandelle ou d'une bougie, lorsqu'elle est traversée par un jet d'air provenant d'un chalumeau, résulte aussi de la communication du mouvement de l'air aux gaz qui l'environnent.

Lorsque des veines d'air en mouvement rencontrent des obstacles fixes, elles ne se réfléchissent pas comme des corps élastiques; elles suivent les contours des surfaces qu'elles rencontrent, et ne les abandonnent que quand il y a un changement brusque dans la direction de ces surfaces. C'est un fait qu'on peut facilement constater en dirigeant, à l'aide d'un soufflet, un courant d'air sur une surface plane et en suivant la direction du vent au moyen d'un corps léger ou de la main; le refroidissement qu'on observe quand elle est placée

dans le courant permet d'en reconnaître facilement la position. Quand on dirige, à l'aide d'une machine soufflante, un jet d'air rapide contre un cylindre, de manière que la direction du jet soit perpendiculaire à l'axe, le courant se divise en deux branches qui contournent le cylindre, et se rejoignent derrière lui pour s'échapper dans la direction primitive. Ces phénomènes ont la plus grande analogie avec ceux que présentent les veines de liquides qui rencontrent des obstacles fixes [247] : il serait bien difficile de les expliquer complétement; mais on peut se rendre compte d'une manière assez simple du fait principal, de l'application de la veine contre la surface de l'obstacle. En effet, soit AB (fig. 945), une veine d'air lancée contre un obstacle fixe MN, si elle se réfléchissait en prenant la direction BC, l'air en repos dans l'angle CBN serait en partie entraîné par le mouvement, il s'y formerait un vide partiel et la pression de l'air extérieur contre les deux faces de la veine réfléchie perpendiculaires au plan de la figure ne seraient plus égales, la pression dans le sens *ab* l'emporterait sur la pression dans le sens $a'b'$, et, par conséquent, la veine serait appliquée contre la surface BN, et cela quelle que soit la vitesse de la veine d'air, car la force qui agirait pour produire cet effet serait perpendiculaire à la direction du mouvement.

Lorsqu'un courant d'air agit sur une étendue d'eau limitée, il y produit des rides nombreuses et des vagues plus ou moins élevées, suivant la force du vent ou l'étendue de la surface liquide. Si on verse de l'huile, même en petite quantité sur le liquide du côté du vent, elle s'étend rapidement sur l'eau, et les rides et les vagues disparaissent. Nous citerons une expérience de Franklin, rapportée dans un mémoire de M. Van Beek, qui ne laisse aucun doute à ce sujet. « Pendant une expérience qu'il fit dans les environs de Londres, Franklin vit que l'eau d'un étang, dans la commune de Clapham, s'étendant sur une surface de 2023 mètres carrés, devint aussitôt unie comme une glace, après n'y avoir répandu qu'une cuillerée d'huile du côté de l'étang d'où provenait le vent et où les vagues commençaient à se former. L'huile s'étendit avec une incroyable vitesse sur toute la surface de l'étang. » Il paraît que ce fait singulier résulte, et de la faculté de l'huile de s'étendre rapidement en couches très-minces à la surface de l'eau, et de ce que le vent a beaucoup moins de prise sur une surface d'huile que sur une surface d'eau. Ces propriétés ont été étrangement exagérées; et on a prétendu que de l'huile, versée même en petite quantité, pou-

vait calmer une mer agitée, et M. Van-Beek avait même proposé d'employer ce moyen pour protéger les digues de la Hollande. Une commission de l'Institut des Pays-Bas a constaté par des expériences directes que ce procédé était sans influence. On conçoit d'ailleurs facilement que si l'huile a la faculté de ne pas être mise en mouvement par le vent qui glisse à sa surface, elle ne peut pas avoir celle de détruire les mouvements qui existent déjà dans l'eau dont elle couvre la surface. (*A. C. et P.*, t. IV et VII.)

355. *Réaction provenant de l'écoulement des gaz.* Les pressions qui sont exercées contre les parois d'un vase plein d'un gaz quelconque se détruisent mutuellement quand le gaz est en repos, et ne peuvent imprimer aucun mouvement au vase. Mais il n'en serait pas ainsi si le gaz pouvait s'échapper par un orifice; la pression opposée à la direction de l'écoulement n'étant pas détruite par la résistance de la paroi supprimée, le vase serait entraîné en sens contraire. C'est un phénomène semblable à celui que nous avons reconnu dans les liquides [255]. On peut facilement le vérifier au moyen de l'appareil fig. 206. A est une vessie garnie d'un robinet terminé par une pièce MN mobile autour de l'axe du robinet, qui reçoit le gaz par son centre, et le laisse écouler par deux orifices latéraux *m*, *n*. Si l'écoulement est rapide, et on l'obtient tel en pressant la vessie, le tourniquet MN prend un mouvement de rotation en sens contraire de la direction de sortie du gaz.

356. C'est à la réaction produite par l'écoulement des gaz que sont dus le recul des armes à feu et le mouvement de certains artifices. En effet, lorsqu'on enflamme la poudre renfermée dans la culasse d'un canon, il se développe presque instantanément un très-grand volume de gaz, qui presse avec une force égale toutes les parois de l'espace dans lequel il est contenu; la paroi la moins résistante, qui est toujours celle formée par le projectile, cède, et en même temps le canon est poussé en sens contraire avec la même force; mais la vitesse du recul est plus petite dans le rapport de la masse du canon à celle du projectile, et d'ailleurs elle est anéantie en très-peu de temps par les frottements. L'ascension des fusées a lieu en sens contraire de l'écoulement des gaz qui se forment par la combustion de la poudre. En fixant les artifices autour d'un axe mobile sur lui-même, et disposant les fusées perpendiculairement aux rayons, on produit des mouvements de rotation; et si plusieurs fusées placées à la suite les unes des autres sous diverses inclinaisons relatives brûlent successivement, on parvient à former ces ar-

tifices dont les mouvements changent brusquement de direction et de vitesse C'est à la même cause qu'il faut attribuer les mouvements de rotation, sur l'eau, du potassium, du camphre, des morceaux de liége imbibés d'éther, etc.

357. *Résistance de l'air.* Lorsqu'un corps se meut dans l'air, il éprouve une résistance provenant du mouvement qu'il communique au fluide déplacé. Cette résistance semble devoir varier, comme pour les corps liquides, proportionnellement au carré de la vitesse et à la densité du gaz : car elle est proportionnelle à la masse d'air déplacée et à la vitesse que cette masse a reçue, et la masse d'air déplacée est elle-même proportionnelle à la vitesse et à la densité. L'observation a sensiblement confirmé ce résultat pour les petites vitesses. Mais, quand la vitesse est très-grande, la résistance augmente suivant une loi beaucoup plus rapide, à cause de la compression que l'air éprouve en avant, et de la dilatation de celui qui est derrière. Il est évident que, si la vitesse excédait 394^m par seconde, qui est celle avec laquelle l'air se précipite dans le vide, il se formerait un vide complet derrière le mobile, et la pression qui s'opposerait au mouvement serait plus grande que celle de l'atmosphère. On ne connaît pas l'influence de la forme des corps sur la résistance qu'ils éprouvent en se mouvant dans l'air; on sait seulement qu'une surface courbe éprouve moins de résistance lorsqu'elle présente sa convexité que quand elle offre sa concavité.

358. Si le mouvement a lieu dans un milieu homogène, la résistance diminue continuellement la vitesse; de sorte que, quand le corps n'est animé que par une vitesse résultant d'une force dont l'action a cessé, cette vitesse finit par s'anéantir. Mais s'il est sollicité par une force dont l'action soit continue, la résistance croissant comme le carré de la vitesse, cette dernière finit par devenir uniforme. La résistance de l'air a, par conséquent, une très-grande influence sur la trajectoire décrite par les projectiles; elle en change complétement la nature et diminue beaucoup la portée.

On tire souvent un parti utile de la résistance de l'air pour modérer certains mouvements. Par exemple, l'appareil formé d'une roue à ailes planes dirigées dans le sens de l'axe, dont la sonnerie des pendules et beaucoup d'autres machines sont accompagnées, a pour objet de ralentir la marche du mécanisme auquel il est lié, par la résistance croissante que l'air oppose à leur rotation, à mesure qu'elle devient plus accélérée.

§ 9. *Machines et appareils dont le jeu est fondé sur les propriétés de l'air.*

Nous examinerons d'abord les machines qui ont pour objet de dilater ou de condenser l'air, et leurs différentes applications; ensuite nous parlerons des appareils dont le jeu est dû à sa pression.

359. *Machine à dilater l'air.* Soit A (fig. 207) un ballon rempli d'air, surmonté d'un cylindre dans lequel se meut un piston. La partie inférieure du corps de pompe et le piston sont percés d'ouvertures garnies de soupapes *m* et *n*, se fermant par une pression de haut en bas. Lorsqu'on élève le piston, l'air qui était au-dessous se dilate, et perd une partie de sa force élastique : alors l'air atmosphérique, par son excès de pression, ferme la soupape *n*, tandis que celui qui est contenu dans le réservoir A ouvre la soupape *m*, et s'introduit en partie dans le corps de pompe. Qu'on abaisse le piston, le gaz du corps de pompe, étant comprimé, fermera bientôt la soupape *m*, et ouvrira ensuite la soupape *n*, par laquelle il se dégagera. Ainsi, à chaque ascension du piston, une partie de l'air du ballon passe dans le corps de pompe, et à chaque descente cet air est rejeté dans l'atmosphère : par conséquent, en continuant le jeu, on dilatera de plus en plus l'air de ce réservoir. Pour calculer l'effet de la machine, il faut connaître le rapport des capacités du réservoir et du corps de pompe. Supposons, par exemple, que ces capacités soient égales : à la première montée du piston, l'air du réservoir s'étendra dans un espace deux fois plus grand, de sorte qu'il en restera dans le ballon un même volume, dont la densité, la force élastique et la masse seront deux fois plus petites; après la seconde ascension, la masse restante sera le 1/4 de ce qu'elle était d'abord; après la troisième, le 1/8, etc. Si le corps de pompe avait une capacité égale seulement à la moitié de celle du réservoir, à chaque élévation du piston l'air s'étendrait dans un espace moitié plus grand : par conséquent, à chaque mouvement du piston l'air du ballon diminuerait de 1/3 en masse, en densité et en force élastique. Il est facile de voir, par les mêmes raisonnements, que, si le volume du corps de pompe était 1/3, 1/4, 1/5, etc., de celui du réservoir, à chaque coup de piston l'air du réservoir diminuerait de 1/4, ou de 1/5, ou de 1/6, etc.

Il suit de là, qu'après un nombre de coups de piston d'autant plus grand que la capacité du cylindre est plus petite relativement à celle

du réservoir, on pourra toujours parvenir à ne laisser dans celui-ci qu'une quantité d'air aussi petite qu'on voudra; mais que, quelque prolongée qu'on suppose l'action du piston, on ne pourra jamais aire un vide parfait.

En désignant par V le volume du ballon, par P le volume du corps de pompe parcouru par le piston, et enfin par p la pression de l'atmosphère, la force élastique de l'air renfermé dans le ballon sera,

après le premier coup de piston..... $p.\frac{V}{V+P}$;

après le second..... $p.\frac{V}{V+P}.\frac{V}{V+P}=p\left(\frac{V}{V+P}\right)^2$;

après le n^{me}..... $p\left(\frac{V}{V+P}\right)^n$.

360. *Machine pneumatique.* La machine pneumatique, inventée par Otto de Guericke, bourguemestre de Magdebourg, est un appareil absolument semblable à celui que nous venons de décrire, mais dont le corps de pompe et le réservoir sont disposés d'une manière plus commode. Dans les machines ordinaires, dont les figures 208 et 209 représentent une coupe et une élévation, il y a deux corps de pompe; les tiges des pistons sont des crémaillères dirigées par une roue dentée, que met en mouvement un double levier à manivelles AB; les soupapes d'aspiration des cônes garnis de cuir, qui s'engagent dans des cavités de même forme, et sont fixés à des tiges passant à frottement dur à travers les pistons; ceux-ci en s'élevant entraînent les soupapes jusqu'à une petite hauteur, et les replacent en s'abaissant. Quant aux soupapes des pistons, elles sont également coniques, logées dans l'intérieur de ces pistons et maintenues par un faible ressort en hélice contre l'orifice qu'elles doivent boucher. Les deux corps de pompe communiquent par un même canal avec un orifice o percé au centre d'un plateau de verre dépoli, sur lequel on pose les cloches qui servent de réservoir; leurs bords, bien dressés et enduits de suif, s'appliquent exactement sur sa surface. L'extrémité du canal qui se termine par l'orifice o est taraudée : c'est sur cette vis que l'on adapte les ballons à robinet d'où l'on veut enlever l'air. Le canal intérieur communique avec une cloche de verre PQ renfermant un baromètre tronqué. Enfin, deux robinets R et S sont destinés, le premier à laisser rentrer l'air dans l'appareil, et à intercepter ou à établir la

communication entre le réservoir et les corps de pompe, et le second, à faire communiquer la cloche PQ avec le réservoir. La clef du robinet R est percée d'un canal x qui le traverse perpendiculairement, et d'un canal yz qui vient déboucher dans l'air en z; l'ouverture z est fermée par un bouchon conique. Quand la machine doit tenir le vide, on tourne l'ouverture latérale y vers les corps de pompe, et, pour rendre l'air, on la tourne vers la cloche, puis on enlève le bouchon. Les soupapes d'aspiration sont coniques, afin qu'elles ferment plus exactement. Elles sont soulevées par les pistons, afin que la communication du réservoir avec le corps de pompe puisse s'établir, quelle que soit la force élastique de l'air renfermé dans le premier. Le robinet R remplit deux fonctions différentes : la dernière est nécessaire pour conserver le vide, car c'est principalement par les corps de pompe que l'appareil peut perdre.

361. Dans la construction des machines pneumatiques, on doit satisfaire à une condition importante, dont nous n'avons point encore parlé : le piston, à la limite inférieure de sa course, doit atteindre exactement la base plane du corps de pompe, de manière à ne point laisser d'espace entre lui et cette base. En effet, s'il restait un certain volume d'air à la fin de la course, il aurait la densité de l'air extérieur, puisque avec un petit surcroît de force élastique il ouvrirait la soupape du piston; par conséquent, lorsque le piston est monté à la limite de sa course, l'air raréfié du récipient ne pourrait passer dans le corps de pompe qu'autant que sa force élastique surpasserait celle de l'air resté dans le corps de pompe et qui s'est dilaté au point d'en occuper toute la capacité.

En désignant par l la course du piston, et par l' la distance du fond du corps de pompe à la partie inférieure du piston, quand il est au bas de sa course, et par p la hauteur du baromètre; il est évident que la limite du vide qu'on pourra produire sera $p\,\frac{l'}{l+l'}$. C'est principalement par cette raison que, dans les meilleures machines pneumatiques, on ne peut faire le vide que jusqu'à 3 à 4 millimètres. Il est suffisant pour la plupart des expériences de physique; mais on doit à M. Babinet une modification très-ingénieuse, au moyen de laquelle le vide peut être porté plus loin. Voici en quoi elle consiste :

Au point de bifurcation du canal qui part du centre du plateau pour communiquer avec les deux corps de pompe, se trouve un robinet dont la clef est percée dans l'axe, et transversalement, de

trois canaux, dont deux sont dirigés suivant le même diamètre. On peut alors, par cette disposition, établir la communication des deux corps de pompe, ou d'un seul, avec la platine. La masse de cuivre dans laquelle se trouvent logés les tuyaux *abc* et *a'b'c'* (fig. 210) est percée d'un canal *de*, qui correspond à un petit canal excentrique *fg* percé dans la clef du robinet. Le canal *de* aboutit d'une part dans le canal *abc*, et de l'autre au fond du corps de pompe A. Le petit canal excentrique est tellement placé, que, quand les tuyaux *abc* et *a'b'c'* communiquent, le canal *de* est sans issue. Supposons maintenant que, le robinet étant dans la position de la fig. 210, le mercure reste stationnaire dans l'éprouvette : en désignant par v le volume d'air qui reste sous le piston quand il est au bas de sa course, par V le volume du corps de pompe quand le piston est au sommet de sa course, et par p la hauteur du baromètre, la force élastique de l'air de la cloche sera évidemment $p\frac{v}{V}$. Tournons maintenant le robinet d'un quart de circonférence, de manière à lui donner la position indiquée fig. 211, et faisons jouer les pistons jusqu'à ce que le mercure dans le baromètre devienne de nouveau stationnaire. Il est évident qu'alors il ne passe plus d'air du corps de pompe A dans le corps de pompe B. Or, si nous désignons par v' le volume du canal *ade*, quand le piston A est au sommet de sa course le volume du gaz est $V+v'$, et sa force élastique x, quand il est au bas de sa course, devient

$$x(V+v') : (v+v');$$

mais alors, dans le cylindre B, la force élastique est $pv : V$. Par conséquent, on a

$$x.\frac{V+v'}{v+v'} = \frac{v}{V}p; \text{ d'où } x = p.\frac{v}{V}.\frac{v+v'}{V+v'}.$$

562. On peut facilement, au moyen de la machine pneumatique, constater les différentes propriétés que nous avons reconnues dans l'air atmosphérique.

Lorsqu'on a fait le vide sous une cloche posée sur le plateau, on remarque qu'elle y adhère avec une très-grande force; c'est qu'alors la pression de l'air qui agit sur la surface extérieure de la cloche, n'est plus détruite par la force élastique de l'air intérieur. On rend cet effet encore plus évident au moyen de deux hémisphères en cuivre (fig. 212), qui s'emboîtent exactement l'un dans l'autre, et dont l'un porte un ajutage à robinet que l'on peut visser

sur la platine de la machine pneumatique. Lorsque le vide est fait, on ferme le robinet, et on enlève l'appareil; il n'est possible alors de séparer les deux hémisphères qu'en employant une très-grande force : car la pression exercée sur un d'eux, en supposant le vide parfait, est égale au poids d'un cylindre de mercure qui aurait pour base la surface du cercle de jonction, et pour hauteur $0^m,76$; mais aussitôt qu'en ouvrant le robinet on a permis à l'air de rentrer, les deux hémisphères se déboîtent avec la plus grande facilité. On emploie aussi, pour prouver la pression de l'air, un vase de verre (fig. 213) ouvert par le bas, et fermé supérieurement au moyen d'une vessie de cochon fortement ficelée autour du rebord. Ce vase étant sur le plateau de la machine pneumatique, à mesure que l'air se dilate, la membrane cède sous la pression de l'air extérieur, se courbe de plus en plus, et bientôt crève avec bruit. Si l'on veut démontrer que la pression de l'air a lieu dans tous les sens, le vase a plusieurs orifices, fermés chacun par une membrane : le même phénomène se produit sur chacune d'elle, quelle que soit sa direction. En mettant sur le plateau de la machine une cloche (fig. 214), à travers la tubulure de laquelle passe la tige d'un baromètre, dès que l'on pompe l'air, le mercure descend. Si la cloche, au lieu d'un baromètre contient une vessie fermée et dégonflée (fig. 215), à mesure qu'on dilate l'air qui l'environne, elle augmente de volume. Ces effets sont trop évidents pour que nous insistions sur leur explication. On voit (fig. 216) sous une cloche un petit ballon contenant de l'eau et de l'air, dont le col porte un tube ouvert effilé par un bout, et plongeant par l'autre jusqu'à une très-petite distance du fond du vase; quand cet appareil est posé sur le plateau d'une machine pneumatique, et que l'on fait le vide dans la cloche, l'eau poussée par l'air du ballon s'élance au dehors par le tube en formant un jet, puis cet air sort à son tour, quand le niveau du liquide s'est abaissé au-dessous de l'orifice inférieur du tube.

365. *Machine à comprimer l'air.* Soit A (fig. 217) un ballon surmonté d'un cylindre dans lequel se meut un piston; supposons que la partie inférieure du cylindre ainsi que le piston soient percés chacun d'un orifice garni d'une soupape, s'ouvrant de haut en bas : lorsqu'on élève le piston, la soupape *m* se ferme poussée par l'air du ballon qui tend à passer dans le corps de pompe; tandis que la soupape *n* s'ouvre par la pression de l'atmosphère, et laisse entrer librement l'air exterieur dans le cylindre. Quand le piston descend, l'air entré dans le cylindre est comprimé; la soupape d'aspiration

n se ferme, la soupape *m* s'ouvre, et l'air du corps de pompe pénètre dans le ballon. Il est évident qu'à chaque coup on y introduira le même volume d'air, et, par conséquent, que, si la résistance de ses parois est suffisante, on pourra y accumuler un grand volume d'air dont la densité et la force élastique seront considérables. Si la capacité du corps de pompe était égale à celle du réservoir, les quantités d'air accumulées après 1, 2, 3, etc., coups de piston formeraient la progression des nombres naturels 2, 3, 4, etc. Ainsi, après trente coups de piston, la densité serait trente et une fois plus grande qu'elle n'était d'abord. La capacité du corps de pompe étant seulement 1/2 de celle du réservoir, la densité serait successivement 1, 3/2, 4/2, 5/2, 6/2, 7/2, etc. En général, il sera toujours facile de calculer la densité du gaz accumulé après un nombre donné de coups de piston, lorsqu'on connaîtra le rapport des capacités du corps de pompe et du réservoir.

En désignant par V le volume du ballon, par P celui du corps de pompe, et par *p* la pression atmosphérique, la tension de l'air du réservoir, après le premier coup de piston, sera $p.\frac{P+V}{V}$; après le n^{me} elle deviendra $p.\frac{nP+V}{V}$.

On emploie quelquefois dans les recherches physiques un appareil qu'on nomme *machine de compression* (fig. 218), et qui a pour objet de comprimer l'air dans un récipient. Cette machine est absolument semblable à la machine pneumatique; seulement les soupapes s'y ouvrent en sens inverse et sont maintenues en place par des ressorts en hélice; le récipient est fortement assujetti sur le plateau, et l'éprouvette renferme, ou un manomètre à air [317], ou un très-long tube ouvert, plongeant par sa partie inférieure dans une cuvette pleine de mercure.

Ici, comme dans la machine pneumatique, il est important que le piston, arrivé au bas de sa course, s'applique exactement contre le fond du corps de pompe : car, s'il restait entre eux un intervalle, la compression qu'on pourrait produire serait limitée, et d'autant plus petite que cet espace serait plus grand. En effet, s'il était, par exemple, la dixième partie de l'espace parcouru par le piston, l'air, qui se trouve sous le piston à la pression atmosphérique lorsqu'il est à la limite supérieure de la course, se réduirait seulement à un volume dix fois plus petit : par conséquent, la pression de l'air que l'on pourrait accumuler dans le réservoir serait limitée à dix atmosphères.

Si l'on suppose que le réservoir de l'appareil que nous venons de décrire soit garni d'une soupape s'ouvrant de dedans en dehors, sous une certaine pression, et communiquant avec un tuyau, on aura une disposition analogue à celle des machines connues sous le nom de *soufflets*, dont les formes sont très-variées, mais dont le jeu est toujours fondé sur le même principe.

364. *Pompes.* On distingue ordinairement deux espèces de pompes : les pompes foulantes (fig. 219 et 220), et les pompes apirantes et foulantes (fig. 221 et 222).

Les pompes sont essentiellement composées d'un tuyau qui plonge dans l'eau, d'un piston M qui se meut dans une partie du cylindre, et de deux soupapes *m*, *m'*. La première, qu'on nomme *soupape d'aspiration*, est toujours placée à la partie inférieure du corps de pompe parcouru par le piston, au-dessous du niveau de l'eau dans les pompes foulantes, et au-dessus dans les autres. L'autre soupape, qu'on nomme *soupape de refoulement*, est placée ou sur le piston ou dans un tuyau latéral.

Dans les pompes foulantes (fig. 219 et 220), en soulevant le piston M, la soupape *m* s'ouvre, et le corps de pompe se remplit d'eau; lorsqu'on l'abaisse, la soupape *m* se ferme par son propre poids, et la pression que le piston communique à l'eau au-dessous de lui se transmettant dans tous les sens, la soupape *m'* s'ouvre, et le liquide du corps de pompe passe dans le tuyau d'ascension. Quand on relève le piston, la soupape *m'* se ferme par le poids de l'eau qui est au-dessus, et la soupape *m* s'ouvre en donnant accès de nouveau au liquide. Ainsi, pendant toutes les descentes du piston l'eau est refoulée dans le tuyau d'ascension, et pendant toutes les montées, le liquide s'introduit dans le corps de pompe. On peut, au moyen de cette machine, élever l'eau à une hauteur quelconque; mais la force que l'on doit appliquer au piston croît proportionnellement : car lorsqu'on l'abaisse (fig. 220), ou quand on l'élève (fig. 219), il faut appliquer à sa tige une force égale au poids de la colonne d'eau qui s'appuie sur la soupape *m'*.

Dans les pompes aspirantes et foulantes (fig. 221 et 222), en soulevant le piston M, l'air contenu dans le corps de pompe se dilate, et quand la différence entre sa force élastique et celle de l'air du tuyau aspirateur peut vaincre le poids de la soupape *m*, une partie de l'air de ce tuyau passe dans le corps de pompe, et l'eau du réservoir s'élève dans le premier jusqu'à une certaine hauteur, correspondante à la dilatation occasionnée par la course totale du piston. Par exemple, si l'espace parcouru est le quart du vo-

lume total du tuyau d'aspiration et du corps de pompe au-dessous du piston à l'origine du mouvement, l'air occupera les 5/4 de son volume primitif : par conséquent, sa force élastique sera à ce qu'elle était d'abord comme 4 est à 5. Or, comme l'air extérieur fait équilibre à une colonne d'eau de $10^m,33$ (32 pieds), l'air intérieur ne pourrait faire équilibre qu'aux 4/5 de ce poids, c'est-à-dire à $8^m,3$; par conséquent, l'eau s'élèvera à une hauteur telle que le poids de la colonne d'eau, plus la force élastique de l'air dans le corps de pompe et le tuyau aspirateur, fasse équilibre à la pression atmosphérique. Cette hauteur sera moindre que $2^m,1$, différence entre $10^m,33$ et $8^m,2$, attendu que l'eau, en s'élevant, diminue l'espace occupé par l'air, et par conséquent augmente sa force élastique. Lorsque le piston, parvenu au sommet de sa course, commence à descendre, la soupape *m* se ferme par son poids, l'air du corps de pompe se condense, celui du tuyau d'aspiration reste dilaté, et la colonne d'eau soulevée ne change pas de hauteur. Le piston, continuant à s'abaisser, condense davantage l'air du corps de pompe, et il arrive nécessairement un instant où sa densité est plus grande que celle de l'air atmosphérique; car, à la première ascension, une partie de l'air du tuyau d'aspiration s'est introduite dans le corps de pompe : celui-ci en contient donc plus qu'à l'origine, et par conséquent, avant le retour du piston à sa position initiale, l'air aura dû atteindre sa densité primitive; au delà, sa force élastique allant en croissant, la soupape *m'* sera soulevée, et il se dégagera en partie. A chaque nouvelle élévation du piston, l'air du tuyau d'aspiration se dilatant davantage, l'eau monte de plus en plus; bientôt elle atteint la soupape *m*, si celle-ci est à moins de $10^m,33$ au-dessus du niveau inférieur, et peut alors être portée à une hauteur quelconque.

Il y a sur les pompes aspirantes et foulantes, une remarque importante à faire que nous ne devons point passer sous silence. Si le piston, au point le plus bas de sa course, n'atteignait pas la partie inférieure du corps de pompe, il pourrait arriver que l'eau ne montât pas jusqu'à la soupape, quoique la hauteur de cette soupape au-dessus du niveau de l'eau fût plus petite que celle à laquelle la pression atmosphérique peut élever de l'eau dans un tube vide. En effet, le piston n'atteignant pas le fond du corps de pompe, à la limite inférieure de sa course, il reste dans l'intervalle de l'air d'une tension un peu plus grande que celle de l'atmosphère, à cause du poids de la soupape *m'*, et qui se dilate d'une quantité constante à

chaque levée du piston. Mais la soupape m ne s'ouvrira qu'autant que la force élastique de l'air sera plus grande au-dessous d'elle qu'au dessus. Par conséquent, si le tuyau d'aspiration était assez élevé pour que la force élastique de l'air qu'il renferme devînt plus petite que celle qui règne dans le corps de pompe avant que l'eau n'eût atteint celui-ci, il est évident qu'à partir de cet instant l'eau resterait stationnaire, et que la soupape m ne se soulèverait plus. Ainsi, il faut toujours que le piston arrivé au bas de la course soit le plus voisin possible de la partie inférieure du corps de pompe.

En désignant par l la course du piston, par l' l'intervalle entre le fond du corps de pompe et la surface inférieure du piston à la limite inférieure de sa course, l'air qui reste sous le piston à l'origine du mouvement ascendant se trouve à la fin dilaté dans le rapport de l' à $l'+l$; alors en désignant par p la force élastique de l'air, estimée en eau ($10^m,33$), celle de cet air dilaté sera $p' = \frac{pl'}{l+l'}$. Or, il faut nécessairement que la force élastique de l'air du tuyau aspirateur soit toujours plus grande, afin que la soupape m puisse s'ouvrir et permettre à l'air du tuyau de passer dans le corps de pompe; et quand le tuyau est plein d'eau, il faut que la pression que la colonne liquide exerce de bas en haut contre la soupape l'emporte encore sur la tension de l'air dilaté du corps de pompe; mais, dans ce dernier cas, la pression de l'eau de bas en haut est $p-h$, h étant la hauteur du tuyau d'aspiration; ainsi on devra toujours avoir $p-h > \frac{pl'}{l+l'}$.

Dans toutes les pompes, en négligeant les frottements et les pertes de travail dues aux accroissements de vitesse au passage de l'eau à travers les soupapes, la pression exercée sur le piston, multipliée par la course, dans les deux mouvements alternatifs, est toujours égale au poids de l'eau élevée, multiplié par la hauteur de l'ascension; c'est-à-dire que le travail dépensé est égal au travail produit. Par exemple, dans la pompe fig. 231, l'effort à exercer sur le piston peut être considéré comme nul durant la descente; et pendant la levée il faut évidemment le tirer avec une force égale au poids des colonnes d'eau inférieure et supérieure; car la poussée en dessous de lui équivaut à la pression de l'atmosphère, diminuée de la hauteur de la colonne inférieure. Ainsi, en désignant par H la hauteur du déversoir au-dessus du niveau où l'eau est puisée, par h la course du piston, et par s sa section, la quantité de travail dépensé sera Hhs, en prenant pour unité de poids celui de l'eau renfermée dans l'unité de volume; or le poids de l'eau élevée à chaque coup de piston est hs, et la hauteur à laquelle elle est élevée

est H : ainsi le travail produit est égal au travail dépensé. Par des raisonnements semblables on trouvera qu'il en est de même dans toutes les autres espèces de pompes. Mais comme il y a toujours une perte de travail dans la transmission, on voit qu'il en est des pompes comme des autres machines : elles ne produisent jamais un effet utile égal à celui qui résulterait de l'action directe de la force motrice.

Les appareils que nous venons de décrire sont intermittents, c'est-à-dire que l'eau n'est élevée dans le tuyau d'ascension que pendant un des deux mouvements alternatifs du piston, pendant la levée dans les pompes fig. 219 et 221, pendant la descente dans les pompes fig. 220 et 222. On peut rendre l'écoulement de l'eau continu 1° en employant deux pompes jumelles dont les pistons se meuvent en sens contraire; 2° au moyen d'un réservoir d'air A (fig. 223) adapté au tuyau d'ascension. Pendant la descente du piston, l'eau qui s'élève dans le tuyau d'ascension comprime en même temps l'air du réservoir, et, lorsque la soupape *m'* se ferme, la force élastique de l'air comprimé, réagissant sur l'eau, prolonge son écoulement pendant que le piston monte.

Dans la pompe connue sous le nom de *pompe des prêtres* (fig. 224), le piston est remplacé par un diaphragme de cuir, ou de toute autre matière flexible, dont la circonférence est fixée au corps de pompe; le centre est occupé par un disque métallique, sur lequel se trouve la soupape. Lorsqu'on soulève la tige *ab*, l'espace situé au-dessous de la cloison flexible est augmenté, et il est diminué dans le mouvement contraire. Ainsi, cette disposition produit le même effet que les pistons, mais avec moins de frottements.

365. *Vis d'Archimède.* La vis d'Archimède est une machine qu'on emploie souvent pour élever les eaux, et qui est trop remarquable pour que nous la passions sous silence. On s'en formera une idée très-exacte en imaginant une vis à filets très-profonds, environnée d'un cylindre en contact avec le sommet des filets. Si cet appareil est placé dans une direction inclinée, la partie inférieure dans l'eau, et si on lui donne un mouvement de rotation dans le sens de la rampe des filets, l'eau montera dans le canal hélicoïdal, attendu que le liquide devra toujours occuper la partie la plus basse de chaque spire, et que celle-ci s'élève par la rotation. Mais pour que l'eau puisse atteindre l'extrémité supérieure, la vis doit avoir sur l'horizon une inclinaison qui ne dépasse pas une certaine limite que nous pouvons indiquer.

D'abord l'eau s'élèvera toujours quand chaque spire aura une tangente horizontale : car alors le point de tangence sera le plus haut ou le plus bas, et le liquide devra se trouver dans chaque pas au-dessus de ce dernier. Cela posé, par le point de rencontre de l'axe de la vis et du niveau de l'eau menons une ligne parallèle à une tangente en un point quelconque de l'hélice qui forme l'axe du canal rampant, et imaginons que cette ligne soit une des arêtes d'un cône droit concentrique à l'axe de la vis : les génératrices de ce cône représenteront les directions de tous les éléments de l'axe du canal; celles qui se trouvent à fleur d'eau seront les directions des éléments supérieurs et inférieurs de chaque spire, parce que ces éléments sont parallèles à l'horizon. On voit facilement, d'après cela, que la vis fonctionnera toutes les fois que le cône sera coupé par le plan de niveau de l'eau, et que l'eau ne s'élèvera point dans la vis quand le cône sera entièrement au-dessus de l'eau.

Si la vis marchait en sens contraire, l'eau qui la remplit en partie descendrait d'abord, et ensuite un courant intermittent d'air se dégagerait à la partie inférieure. On se rendra facilement compte de ce phénomène en remarquant que l'eau pénètre dans la vis jusqu'à la hauteur du niveau extérieur; mais que, quand le plan de niveau coupe la section la plus élevée du canal, ce qui arrive une fois à chaque tour de la vis, une partie de l'eau tombe dans la partie inférieure de la spire la plus élevée, qu'il y a alors une certaine quantité d'air enfermée au sommet de la partie du canal qui sort de l'eau, et que le mouvement de la vis dégage. L'emploi de la vis d'Archimède comme machine soufflante est dû à M. Cagnard de la Tour.

366. *Fontaine de compression.* Cet appareil se compose (fig. 225) d'un réservoir A, en verre ou en métal, garni supérieurement d'une douille à laquelle est adapté un robinet D, et un tube BC ouvert par les deux bouts, et plongeant jusqu'au fond du vase. Le robinet peut recevoir une pompe foulante GF, et un ajutage conique E traversé par un canal capillaire. Pour se servir de cet appareil, on commence par remplir d'eau en partie le réservoir A, au moyen d'un entonnoir; ensuite on adapte la pompe foulante GF. Le robinet D étant ouvert, on abaisse le piston; l'air du corps de pompe passe dans le tuyau BC, remonte à travers l'eau, et vient se loger dans la partie supérieure du réservoir, d'où il ne peut plus sortir; alors on ferme le robinet D, et on relève le piston. Aussitôt qu'il est parvenu au sommet de sa course, ou qu'il a dépassé l'ouverture O, qui fait com-

muniquer l'intérieur du corps de pompe avec l'air extérieur, le corps de pompe se remplit d'air; on abaisse de nouveau le piston, et lorsqu'il est au delà de l'ouverture O, on ouvre le robinet D : l'air du corps de pompe, dont la compression va toujours en augmentant, n'ayant plus d'autre issue, s'introduit encore dans le réservoir en passant par le canal BC. Lorsque l'on est parvenu, en réitérant cette opération, à renfermer dans le réservoir une quantité d'air suffisante pour qu'il ait acquis une grande force élastique, on ferme le robinet D, on enlève la pompe, et on la remplace par l'ajutage conique E. Si alors on ouvre le robinet D, la force élastique de l'air du réservoir, agissant sur la surface du liquide, le fait jaillir par le canal de l'ajutage à une hauteur plus ou moins considérable, mais qui va continuellement en diminuant, attendu que, l'eau qui s'échappe cédant sa place à l'air, la tension de celui-ci diminue continuellement. Si le corps de pompe GF avait à sa partie inférieure une soupape fermant de bas en haut, il est évident qu'on serait dispensé de tourner le robinet à chaque coup de piston.

307. *Lampe à gaz hydrogène.* Soit A (fig. 226) un flacon à trois tubulures, B un ballon percé en haut d'un petit orifice *m*, et terminé à l'opposite par une allonge qui passe à frottement dans la tubulure du milieu pour descendre jusqu'à une petite distance du fond du vase; elle est fixée dans cette position par du mastic, de manière que l'air ne puisse pas passer entre elle et le col du flacon. La tubulure C est fermée par un bouchon auquel est suspendu un cylindre de zinc M par un fil de cuivre rouge. La tubulure D porte un tube à robinet E. Si on ouvre celui-ci, et que l'on verse par l'orifice *m* un mélange d'eau et d'acide sulfurique, l'air du flacon A pouvant se dégager par l'orifice E, le liquide descend dans le flacon A, et quand il a atteint le cylindre M, le contact du zinc produit un dégagement continu de gaz hydrogène, qui sort par le robinet E. Mais, à l'instant où l'on ferme ce robinet, le gaz, ne pouvant plus s'échapper, s'accumule dans le flacon; et comme sa force élastique va toujours en croissant, il comprime le liquide, et le force à monter dans le ballon B, jusqu'à ce que le niveau soit au-dessous de l'extrémité inférieure du cylindre de zinc, car à cet instant il ne se forme plus d'hydrogène. En ouvrant alors le robinet E, le gaz accumulé s'échappe, le liquide du ballon B rencontre le cylindre de zinc, et donne lieu à une nouvelle production d'hydrogène. Ainsi, par l'ouverture du robinet E, écoulement du gaz que renfermait l'appareil, et nouvelle production; par sa fermeture, cessation de l'écoulement

du gaz déjà formé, et interruption de sa formation. Cet appareil a été imaginé par M. Gay-Lussac.

En terminant le tuyau par un orifice très-capillaire, on peut enflammer le gaz hydrogène au moyen d'une étincelle électrique, ou en dirigeant le jet sur de la mousse de platine. On fait ainsi des briquets qui sont d'un usage très-commode. Nous parlerons seulement ici de celui qui est à mousse de platine, réservant la description du premier pour le chapitre consacré à l'électricité.

Le platine en mousse obtenu en dissolvant du platine dans de l'eau régale, précipitant par de l'hydrochlorate d'ammoniaque, et calcinant le précipité, jouit de la propriété remarquable de s'échauffer par un courant de gaz hydrogène, de rougir, et par suite d'enflammer le gaz au contact de l'air. Les briquets à mousse de platine sont disposés comme dans la fig. 227 : ils se composent d'un appareil pour dégager du gaz hydrogène, et d'une tige fixée au boisseau du robinet; celle-ci se recourbe à quelques centimètres, et porte une douille dans laquelle passe une tige droite soutenant un petit tambour qui contient de l'éponge de platine ou mousse sur un treillis de fils de même métal. Dans cet appareil, le tube du vase supérieur et le goulot du vase inférieur sont rodés à l'émeri, de sorte qu'ils joignent parfaitement sans mastic.

On a donné à ces appareils une forme différente, qui est représentée fig. 228. Le briquet se compose de deux cylindres concentriques : le vase extérieur est fermé en bas et ouvert en haut, et c'est le contraire pour l'autre, dont le fond porte un robinet avec le petit tambour à éponge de platine. Il est facile de voir que cette disposition produit le même effet que les appareils (fig. 226 et 227). La seule différence consiste en ce que la position des vases est intervertie. Ici, celui dans lequel le liquide s'élève quand le robinet est fermé environne l'autre, tandis que dans les premiers appareils c'est le réservoir d'ascension qui est intérieur.

368. *Siphon.* Soit A (fig. 229) un vase plein d'un liquide quelconque, et BCD un tube recourbé ouvert par les deux bouts, rempli du même liquide, et dont une des branches est plongée dans le vase. La pression de l'air sur la surface du liquide tend à le faire monter vers le point C; d'un autre côté, la pression atmosphérique qui, à l'extrémité D, agit de bas en haut, tend pareillement à faire remonter vers le point C la colonne liquide CD; mais comme la différence de hauteur des points E et D est en général trop petite pour que la différence des pressions de l'air soit appréciable, nous les re-

garderons comme égales, et, par conséquent, comme se faisant mutuellement équilibre. On peut donc considérer le liquide renfermé dans le tube comme n'étant sollicité que par la pesanteur. Les colonnes liquides CD et CE tendent à tomber l'une au dehors du vase, l'autre au dedans avec des forces égales à leurs poids respectifs; mais les deux colonnes ne peuvent pas tomber en même temps, car la pression de l'air qui s'exerce aux deux points E et D s'oppose à ce qu'elles se séparent : le mouvement ne peut donc avoir lieu que dans un seul sens; par conséquent, si la hauteur de la colonne CD est plus grande que celle de la colonne CE, le liquide s'écoulera par l'ouverture D; et comme, à mesure que la liqueur s'écoule, la pression de l'air qui agit sur la surface du liquide renfermé dans le vase maintient le siphon plein, le vase se videra jusqu'à ce que le niveau soit descendu à la hauteur du point D. Il est évident que le siphon ne peut produire son effet qu'autant que la distance du point C au-dessus du niveau du liquide est moindre que $10^m,33$, si le liquide est de l'eau, et en général plus petite que la hauteur à laquelle le liquide s'élèverait dans un tube vide.

Si le siphon et les vases étaient plongés dans un liquide quelconque (fig. 230), il est évident que la pression qui produirait l'écoulement serait égale au poids d'une colonne du liquide qui remplit le siphon, ayant pour longueur la distance des deux niveaux AB et CD, moins le poids d'une colonne de même hauteur du liquide dans lequel l'appareil est plongé. Par conséquent, si le liquide environnant avait une plus grande densité que celui qui remplit le siphon, le liquide du vase inférieur remonterait dans le vase supérieur.

En désignant par h la différence de niveau du liquide dans les deux vases, par d la densité du liquide qui remplit le siphon, par d' celle du liquide environnant, la pression qui produira l'écoulement sera $h\ (d - d')$, et la vitesse d'écoulement sera $v = \sqrt{2gH}$, H étant la hauteur du liquide qui s'écoule, qui produirait une pression égale à $h\ (d - d')$. On a alors

$$Hd = h\,(d - d') \text{ et } v = \sqrt{2gh\,\frac{d - d'}{d}}.$$

Cette formule devrait être employée quand un siphon fonctionne dans l'air; mais comme alors d' est très-petit par rapport à d, on peut le négliger, et la formule devient $v = \sqrt{2gh}$.

369. On peut remplir un siphon de plusieurs manières : 1° en aspirant par une des branches après avoir plongé l'autre dans le

vase. Pour que le liquide n'arrive pas dans la bouche, à l'extrémité de la branche extérieure du siphon se trouve un tube capillaire *ab* (fig. 231), par lequel on aspire en tenant fermée l'ouverture D. 2° En remplissant directement le siphon renversé et incliné, de manière que les deux extrémités des branches soient au même niveau (fig. 232); il faut alors fermer l'ouverture D avec le doigt, redresser le siphon, placer la branche la plus courte dans le vase, et déboucher l'orifice D. Si l'instrument avait un grand diamètre, le liquide de la petite branche ne pourrait pas rester suspendu; il s'échapperait en même temps que l'air s'élèverait dans le tube : il faudrait alors garnir l'extrémité B d'une soupape qui s'ouvrirait de bas en haut lorsque le siphon est dans la position qu'il doit occuper, ou d'un bouchon qu'on enlèverait ensuite.

370. Un siphon formé d'un tube très-capillaire peut être amorcé en remplissant seulement la longue branche de liquide, qu'on laisse écouler librement lorsque la petite branche est plongée dans le liquide qu'on veut transvaser, pourvu cependant que la longueur de la première branche soit suffisante. En effet, soit ABCD (fig. 233) un siphon capillaire dont les branches de même diamètre, sont à angle droit, et dont la branche CD est pleine de liquide. Lorsque le liquide renfermé dans cette branche s'écoulera, l'air contenu dans les branches AB et CD se dilatera, et le liquide s'élèvera dans le tube AB; et comme les deux extrémités de la colonne d'air doivent toujours être soumises à la même pression, les hauteurs du liquide dans les tubes AB et CD seront égales. Si CD a une certaine longueur, l'extrémité de la colonne liquide atteindra le point B; pour une longueur plus considérable elle arrivera au point C; et enfin, pour une autre plus grande encore elle parviendra au point A′, situé à la hauteur du point A. Mais quand le sommet de la colonne d'air est au point A′, elle supporte la totalité de la pression atmosphérique : par conséquent, l'extrémité inférieure se trouve à l'extrémité du tube, et tout le liquide que renfermait la longue branche s'est écoulé. Alors, si le tube CD était un peu plus long, l'écoulement s'établirait. Remarquons maintenant que, quand le liquide est au point A′, la colonne d'air n'est plus dilatée, et qu'elle occupe la distance du point A′ à l'extrémité du tube, tandis que primitivement elle occupait la longueur $AB + BC$. Ainsi, pour que l'écoulement ait lieu, on doit avoir $CD > 2AB + BC$.

Si les branches du siphon étaient inclinées sur la verticale, la petite d'une quantité i, la grande d'une quantité i', en désignant par a et x les longueurs

de ces branches, et par b la longueur du tube horizontal de séparation, il est facile de voir que la plus petite valeur de x, pour laquelle l'amorcement aura lieu, se composera d'une partie dont la projection verticale est $a \cos i$, et qui aura, par conséquent, pour longueur $\frac{a \cos i}{\cos i'}$, et d'une partie située au-dessous du niveau, qui devra contenir une colonne d'air, sous la pression de l'atmosphère, ayant pour longueur $a + b$. Ainsi on aura

$$x = a \frac{\cos i}{\cos i'} + a + b.$$

371. Lorsqu'un siphon est formé d'un tube non capillaire, il peut fonctionner sans être complétement rempli de liquide : il suffit pour cela que la force élastique de l'air qui y est enfermé et celle de l'atmosphère étant mesurées par des hauteurs de colonnes du liquide employé, la seconde surpasse la première de toute la hauteur de la plus petite branche. Les siphons qui fonctionnent avec de l'air peuvent être disposés comme dans la figure 234. On remplit de liquide la grande branche CD par l'orifice C, qu'on ferme ensuite avec un bouchon; en laissant écouler ce liquide, celui du vase s'élève dans le tube ABC, tombe dans CD, d'où il s'écoule ensuite. La disposition fig. 234 A produit le même effet quand le cylindre MN a été préalablement rempli de liquide d'une manière quelconque.

Si le tube du siphon était cylindrique, d'un grand diamètre, et si l'extrémité inférieure de la longue branche était rétrécie ou plongée dans un liquide, de manière que l'air ne pût pas rentrer dans le siphon, il serait facile de déterminer la plus petite longueur de la grande branche, pour que l'amorcement eût lieu par l'écoulement du liquide qu'elle renferme. En effet, soit ABCD (fig. 234 B) un siphon dans lequel on suppose la branche CD pleine de liquide, et le reste plein d'air sous la pression de l'atmosphère : il est évident que, quand le liquide s'écoule par l'extrémité D, celui du vase M monte dans AB, et que, quand l'équilibre est établi, les hauteurs du liquide dans les tubes AB et CD sont égales; que, quand cette hauteur excède un peu AB, le liquide traverse BC, tombe dans CD, et sort par l'extrémité D. Ainsi, la limite de longueur de CD est celle qui produit à l'instant de l'équilibre une élévation du liquide dans AB égale à la hauteur de ce tube. Cela posé, désignons par p la pression de l'atmosphère estimée en hauteur du liquide qui s'écoule, et par a, b et x, les longueurs des tubes AB, BC et CD : le volume d'air, qui était primitivement $a + b$, sous la pression p, étant $b + x - a$ sous la pression $p - a$, on aura

$$b + x - a = (a + b) \frac{p}{p - a}; \text{ d'où } x = \frac{(a + b) p}{p - a} + a - b.$$

Si le siphon avait la forme indiquée fig. 234 C, le volume de l'air, qui était a

sous la pression p, deviendrait $x - \frac{a}{\cos i}$ sous la pression $p - a$, et on aurait

$$x - \frac{a}{\cos i} = a\frac{p}{p-a}\text{; d'où } x = \frac{a}{\cos i} + \frac{ap}{p-a}.$$

Cette dernière disposition est employée pour faire écouler l'acide sulfurique après sa concentration dans les vases de platine qui servent à cet objet. Le siphon ABD est en platine, et la branche inclinée BD est environnée d'un tube de cuivre dans lequel on fait passer un courant continu d'eau destiné à refroidir l'acide; au point B se trouvent deux petites capsules de platine communiquant avec le tube BD, et que l'on peut ouvrir ou fermer au moyen de deux petits bouchons coniques en platine, munis chacun d'une petite tige; à l'extrémité D un robinet de platine. On remplit la branche BD d'acide sulfurique par un des petits godets; l'autre permet à l'air de s'échapper; ensuite on ferme les godets et on ouvre le robinet placé à l'extrémité D : le siphon fonctionne à l'instant lorsque la longueur de BD est suffisante.

Il est facile de voir, d'après ce qui précède, la méthode qu'il faudrait employer pour trouver la longueur de la branche extérieure du siphon, dans le cas où les trois branches auraient des directions et des diamètres quelconques.

372. Pour être dispensé d'introduire préalablement un liquide dans le siphon, on emploie souvent dans les laboratoires la disposition représentée fig. 235 : vers la partie inférieure de la longue branche du siphon se trouve un petit tube *ab* qui s'élève à une hauteur quelconque, et se termine par une boule M. La branche la plus courte étant plongée dans la liqueur à décanter, on chauffe M avec une lampe ou un charbon allumé, puis après on ferme la longue branche avec le doigt, l'air de la boule M, en se refroidissant, perd continuellement de sa force élastique, et par suite le liquide s'élève dans le siphon, qui se trouve bientôt amorcé.

373. La figure 236 représente un siphon qui demeure constamment amorcé. Quand les deux branches sont remplies par un liquide quelconque, ces branches étant égales, et la pression de l'air s'exerçant également sur les points *a* et *b*, les deux colonnes restent en équilibre; mais quand on plonge une des branches dans un vase rempli du même liquide, l'écoulement commence, et s'interrompt aussitôt qu'on la retire. Cette disposition est convenable pour transvaser les acides.

374. Les usages ordinaires des siphons sont : de faire passer un liquide d'un vase dans un autre, d'établir un niveau constant dans plusieurs vases (fig. 237), de vider un vase lorsque le liquide y est parvenu à une certaine hauteur. M (fig. 238) est un verre

percé, à la partie inférieure, d'un orifice à travers lequel passe le siphon *abc*. Lorsqu'on verse un liquide dans le vase, il s'élève à la même hauteur dans la branche *ab* du siphon, parce que l'air s'échappe par l'extrémité *c*; mais aussitôt que le liquide a atteint le point *b*, le siphon se remplit, et le liquide du vase s'écoule jusqu'à ce que son niveau soit descendu au point *a*. La fig. 239 offre un arrangement différent, et de même effet. *bc* est un tube droit, ouvert par les deux bouts, et qui est scellé dans l'ouverture pratiquée au fond du vase : il est recouvert par une cloche d'un diamètre un peu plus grand; l'intervalle qui les sépare remplit évidemment le même objet que la branche *ab* du siphon dans la fig. 238; et lorsque le niveau du liquide dans le vase a atteint le point *b*, l'écoulement du liquide commence, et se continue jusqu'à ce que le niveau soit arrivé au pied de la cloche qui enveloppe le tube.

375. Lorsqu'on fait plonger dans deux vases renfermant des liquides à des hauteurs différentes les deux extrémités d'une mèche de coton ou d'amiante, les liquides s'élèvent dans les interstices de la mèche, et celui dont le niveau est le plus élevé s'écoule dans l'autre vase : c'est alors la capillarité qui remplit le faisceau de tubes capillaires dont la mèche est formée, et l'inégalité de hauteur des branches de ces petits siphons qui produit encore l'écoulement.

376. Lorsque les siphons ne sont pas capillaires, et qu'ils fonctionnent longtemps, ils finissent toujours par s'arrêter. Cet effet provient de l'air en dissolution dans l'eau qui se dégage en partie, s'accumule au sommet, et finit par couper la colonne d'eau en deux. Ce dégagement d'air résulte de la diminution de pression qu'éprouve l'eau à mesure qu'elle s'élève dans le siphon. Pour obvier à cet inconvénient, on place au haut une pompe à air, ou l'appareil représenté fig. 240, au moyen duquel on peut facilement enlever l'air qui s'est accumulé à la partie supérieure du siphon. A étant plein d'eau, en ouvrant le robinet *b* l'air passe dans ce vase ; alors, en fermant le robinet *b*, ouvrant le robinet *a*, et versant de l'eau dans l'entonnoir, on dégage l'air dans l'atmosphère. Il est facile de voir, d'après ce qui précède, qu'un siphon ne pourrait pas être employé pour décanter de l'eau presque bouillante, parce que la diminution de pression qu'éprouve le liquide dans le siphon produirait l'ébullition, et le tube se remplirait de vapeurs.

377. *Tubes de sûreté.* On désigne ainsi des tubes souvent em-

ployés dans les appareils de chimie pour éviter l'accident connu sous le nom d'*absorption*. Supposons que par l'action de la chaleur il se dégage un gaz de la cornue M (fig. 241), et que ce gaz, au moyen d'un tube *abcd*, passe sous la cloche N. Si on arrête le feu, le gaz renfermé dans la cornue, en se refroidissant, perdra une partie de sa force élastique, et le liquide de la cloche N pourra remonter dans ce vase ; et comme cet effet peut être produit quand la cornue est encore très-chaude, il en résulte souvent sa rupture. Pour éviter cet inconvénient, on adapte à la cornue différents appareils qui portent le nom de *tubes de sûreté*. Le plus simple est représenté fig. 242 : c'est un tube droit *ab*, ouvert par les deux bouts, qui plonge de quelques millimètres dans le liquide de la cornue. Il est facile de voir, en supposant que le liquide de la cornue ait une densité égale à celle de l'eau, que, si la force élastique du gaz renfermé dans la cornue devient plus petite que celle de l'air, la dépression du liquide dans le tube *ab* sera égale à l'ascension du liquide dans le tude *cd* : par conséquent, aussitôt que le liquide sera monté dans le tube *cd* à une hauteur égale à celle dont le tube *ab* s'enfonce dans le liquide de la cornue, l'air s'introduira dans la cornue et y maintiendra la pression. L'appareil fig. 243 produit le même effet : il est composé d'un tube recourbé en S, adapté à la tubulure de la cornue, et renfermant une certaine quantité d'eau ou d'un liquide quelconque. Il est évident que, la différence de hauteur des deux colonnes *ab* et *bc* mesurant la différence des forces élastiques du gaz et de l'air, quand la tension du gaz diminue la colonne *bc* s'abaisse, et aussitôt que l'air est arrivé dans la partie courbe de l'appareil, il traverse le liquide de la boule et s'introduit dans la cornue. Souvent ce tube est soudé sur le tube de conduite du gaz (fig. 244) : l'ensemble s'appelle *tube de Velter*.

378. *Appareil de Wolf.* Lorsqu'on veut dissoudre un gaz dans l'eau, on emploie l'un des appareils fig. 245 et 246. Le gaz entre successivement dans les flacons par les tubes ab, $a'b'$, $a''b''$. Il est facile de voir qu'en appelant m, m', m'', m''', les longueurs des tubes plongées dans le liquide des vases, l'excès de pression sur celle de l'air sera m''' dans le dernier flacon, $m'' + m'''$ dans le troisième, $m' + m'' + m'''$ dans le deuxième, $m + m' + m'' + m'''$ dans le premier. Les tubes de sûreté pq, $p'q''$, $p''q''$, du premier appareil sont destinés à empêcher que, par une diminution de force élastique, le liquide d'un flacon ne puisse passer dans le flacon précédent : car le liquide de chaque flacon ne pourra s'élever, dans

le tube qui amène le gaz, à une hauteur plus grande que la partie du tube de sûreté plongée dans le liquide du flacon. Les tubes en S de l'appareil fig. 246 ont la même destination.

379. *Pipette.* Cet appareil, dont on fait un fréquent usage pour soutirer un liquide renfermé dans un vase, est un simple tube cylindrique *ab* (fig. 247) en verre ou en métal, terminé supérieurement et inférieurement par un orifice capillaire. Lorsqu'on plonge ce tube dans un liquide, les orifices *m* et *n* étant ouverts, le même niveau s'établit en dedans et en dehors; si alors on ferme avec le doigt l'orifice *m*, et que l'on enlève l'appareil, une partie du liquide soulevé s'écoule par l'orifice *n*; mais, comme l'air ne peut y rentrer, celui qui y était renfermé se dilate, et l'écoulement s'arrête aussitôt que la différence entre la pression de l'air extérieur, qui agit sur l'orifice *n*, et la pression de l'air dilaté, qui agit en sens contraire, peut soutenir la colonne liquide restée dans le tube.

Dans chaque cas particulier il est facile de déterminer la quantité de liquide qui s'écoule, lorsqu'on connaît l'espace occupé par l'air, par le liquide et la densité de ce dernier. En effet, supposons que le tube soit cylindrique (fig. 248) représentons par a l'espace occupé par l'air, par b celui qui est rempli de liquide, par p la force élastique de l'air estimée en hauteur du liquide renfermé dans le tube. Lorsque, après avoir fermé l'orifice *m*, on soulèvera le tube, le liquide descendra d'une quantité x, la force élastique de l'air intérieur deviendra $p \times \frac{a}{a+x}$, et la différence de cette pression et de celle de l'air extérieur sera $p\left(1 - \frac{a}{a+x}\right)$; or, comme cette différence doit être égale à la hauteur du liquide restant, hauteur qui est exprimée par $b - x$, on obtiendra une équation d'où l'on déduira facilement la valeur de x lorsqu'on connaîtra a, b et p.

380. *Ludion.* Sous ce nom l'on désigne un petit appareil ingénieux dont les charlatans des places publiques font souvent usage pour amuser leurs spectateurs. Il consiste en une boule creuse de verre *m* (fig. 249), au-dessous de laquelle est soufflée une autre plus petite *n*, où on introduit une quantité de mercure telle que l'ensemble soit un peu moins lourd qu'un égal volume d'eau : cela fait, on fond le tube qui unit les deux boules afin d'interrompre la communication. La plus petite est souvent remplacée par une figurine en émail qui, comme elle, sert uniquement de lest. On remarque que la boule *m* est percée, à sa partie inférieure, d'un orifice très-capillaire *a*. Le ludion, étant placé dans un bocal M (fig. 250) presque plein d'eau, et fermé hermétiquement au moyen d'un morceau de vessie ficelé autour du re-

bord, si l'on vient à presser la membrane, l'air du bocal est comprimé, la pression se transmet au liquide, et par suite, à l'air de la boule *m*. Celui-ci diminuant de volume, une certaine quantité d'eau entre dans la boule ; l'appareil devient plus lourd que le volume d'eau qu'il déplace et il descend ; mais que l'on cesse de presser sur la vessie, à l'instant même l'air du bocal et celui de la boule reprennent leurs volumes primitifs, et le ludion remonte. On peut ainsi à volonté, par la simple application du doigt sur la vessie, renouveler l'expérience. Toutefois le ludion ne remonte qu'autant que la profondeur de l'eau dans le bocal ne dépasse pas certaines limites ; en effet, quand il descend, l'eau entre continuellement dans la boule, parce que l'air y est de plus en plus comprimé : or, lorsqu'on cesse de presser la vessie, il ne sort de la boule que la quantité d'eau qui s'était introduite d'abord, et celle due à la hauteur du liquide reste : donc, si cette dernière est telle que son poids rende l'appareil plus lourd qu'un égal volume d'eau, il ne remontera pas. C'est par un effet analogue que les poissons montent et descendent dans l'eau : leur corps contient une vessie appelée *natatoire*, pleine d'air, qu'ils peuvent comprimer à volonté, et qui fait varier le volume d'eau déplacé.

301. *Fontaine intermittente.* Cet appareil (fig. 231) est composé d'un ballon de verre A, garni supérieurement d'une tubulure fermée par un bouchon de verre, et inférieurement par une douille en cuivre, autour de laquelle se trouvent plusieurs orifices. Cette douille tourne à frottement libre dans une douille extérieure, dont la surface est garnie des tubulures capillaires *g* et *h* ; de sorte qu'en faisant tourner le ballon, on établit ou on intercepte à volonté sa communication avec les tubes *g* et *h*. La douille fixe porte à son centre un tube *ab*, ouvert par ses deux extrémités, dont la partie supérieure s'élève jusqu'au sommet du ballon, et dont l'extrémité inférieure s'ouvre vers le haut du cylindre MN, fixé à la cuvette CD. Ce cylindre MN est percé à son extrémité inférieure d'une ouverture latérale *o*, et la cuvette CD porte, à une petite distance de son centre, une petite douille *o'*. Pour mettre cet appareil en jeu, on commence par tourner le ballon de manière à intercepter la communication avec les ajutages *g* et *h* ; ensuite, le bouchon enlevé, on remplit le ballon d'eau, et on remet le bouchon ; alors on tourne le ballon de manière à mettre en regard les orifices de la douille intérieure avec les tubulures de la douille extérieure. Le liquide s'écoule par les orifices capillaires et bientôt ferme l'orifice *o* ; et comme l'air ne peut pas entrer dans le ballon, les ori-

fices *g* et *h* étant capillaires, l'écoulement cesse. Mais l'eau accumulée dans la cuvette CD continuant à sortir, il arrive bientôt un instant où l'orifice *o* devient libre : alors l'accès de l'air dans le ballon produit un nouvel écoulement, qui s'arrête encore périodiquement par la même cause, jusqu'à ce que le liquide du ballon soit descendu au niveau des orifices *g* et *h*. Il est facile de voir que, dans les intermittences de l'écoulement, la force élastique de l'air dans le ballon doit être égale à la pression de l'atmosphère, diminuée de la hauteur du liquide dans le ballon au-dessus des orifices d'écoulement, et, par conséquent, que le liquide dans le tube MN doit s'élever au-dessus du point *o* à une hauteur égale à *ga*.

382. *Fontaine de Héron.* Réduite à sa disposition la plus simple, elle présente (fig. 252) trois réservoirs, A, B, C; le premier ouvert, les deux autres hermétiquement fermés. La partie inférieure du premier communique avec la partie inférieure du second par le tube *ab;* la partie supérieure du second communique avec la partie supérieure du troisième par le tube *cd;* enfin, le dernier communique par sa partie inférieure avec l'air, au moyen du tube *ef*, terminé en haut par un orifice capillaire. Supposons les réservoirs A et C pleins d'eau, et le réservoir B plein d'air : le premier étant ouvert, l'eau qu'il renferme s'écoulera dans le réservoir B; l'air de ce dernier passera dans le réservoir C, et la pression qui en résultera fera jaillir l'eau du réservoir C par l'orifice capillaire *f*. Lorsque le jet aura atteint son maximum d'élévation, la pression de l'air dans les réservoirs B et C sera égale au poids d'une colonne liquide ayant pour hauteur la différence du niveau du liquide dans les deux réservoirs A et B : l'eau devra donc jaillir par l'orifice *f* à une hauteur égale à cette différence de niveau, et l'écoulement devra durer jusqu'à ce que le réservoir B soit rempli, ou que le niveau du réservoir C soit descendu au-dessous du point *e*. On dispose ordinairement les réservoirs d'une manière plus commode (fig. 253 et 254). Les mêmes lettres indiquent les mêmes objets que dans la figure précédente. Le jet alimente lui-même le réservoir supérieur. Lorsque l'on veut vider le réservoir B et remplir le réservoir C, il suffit de renverser l'appareil : en effet, l'air rentre alors dans le réservoir B par le tube *ab*, l'eau qu'il renfermait s'écoule dans le réservoir C par le canal *cd*, et l'air sort de ce dernier par le canal *ef*. On construit quelquefois des fontaines de Héron avec un simple tube de verre garni de boules (fig. 255). Les espaces AB et CD sont pleins

d'eau et l'espace BC plein d'air ; la pression de la colonne d'eau AB se transmet à la colonne d'air BC, et de cette dernière à la surface du liquide C, qui, par conséquent, doit jaillir par l'orifice *f* à une hauteur égale à AB. On a fait du principe de la fontaine de Héron plusieurs applications importantes que nous indiquerons.

383. *Machine de Schemnitz.* Cette machine est destinée à élever les eaux des galeries d'une mine de sulfure de plomb. A (fig. 256) est un réservoir d'eau alimenté par une source, L un bassin contenant l'eau qu'on doit élever ; B et C deux récipients placés, le premier au niveau du sol, le second au-dessous du niveau des eaux inférieures. Le premier communique avec le réservoir A par le tuyau *bb*, et avec l'air par les tubes *aa* et *dd* ; le second récipient C, d'une capacité deux fois plus petite que le premier, communique avec le bassin L par le tube *ll*, avec l'air extérieur par les tubes *pp*, *nn*, et avec le récipient B par le tuyau *hh*. Pour mettre cette machine en jeu, on ouvre en même temps les robinets *k* et *m* : le récipient C s'emplit d'eau par *ll*, tandis que l'air s'échappe par *pp* ; lorsque le réservoir est rempli d'eau, on ferme les robinets *m* et *k*, on ouvre ceux indiqués par les lettres *c* et *g*, et on ferme les robinets *e* et *f*. Le récipient B s'emplit d'eau par *bb*, et l'air qu'il contient pressant l'eau du récipient C, l'oblige à s'élever jusqu'en *o*. Le récipient C étant vide d'eau, on ouvre en même temps les robinets *k*, *m*, *e*, *f*, et on ferme les robinets *c* et *g* ; le réservoir B se vide d'eau par *dd* et se remplit d'air par *aa* ; en même temps le récipient C s'emplit d'eau par *ll*, et se vide d'air par *pp* ; fermant ensuite les robinets *k*, *m*, *e*, *f*, et ouvrant les robinets *c*, *g*, l'eau du récipient C s'élève de nouveau par *nn* jusqu'en *o*. Dans la machine établie en 1755 les robinets étaient mis en mouvement par des hommes ; mais en 1796 M. Boswel proposa de les faire mouvoir par une chute d'eau.

384. *Vase de Mariotte.* Soit ABCD (fig. 257) un flacon percé latéralement d'une ouverture *o* de 1 à 2 millimètres, et dont la tubulure est garnie d'une boîte à cuir à travers laquelle passe un tube *mn*, ouvert par les deux bouts, qu'on puisse enfoncer plus ou moins dans le flacon. Supposons qu'on remplisse exactement le flacon et le tube par l'ouverture *o* en le tenant couché, et qu'ensuite on le relève. Si l'extrémité inférieure du tube *mn* est au-dessous du point *o*, on observe qu'il sort par l'ouverture *o* une certaine quantité d'eau, jusqu'à ce que ce liquide soit descendu dans le tube *mn* au niveau du point *o* : alors tout écoulement cesse. Si, au contraire, le point *n* est au-dessus du point *o*, le liquide du vase s'écoule avec

une vitesse constante, jusqu'à ce qu'il se soit abaissé au niveau de cette ouverture. Ces faits s'expliquent avec une grande facilité en examinant les pressions qui se manifestent à l'orifice *o* et dans le tube *mn*. En effet, la pression de l'air agit sur l'orifice *o* de dehors en dedans, et cette même pression se transmet en sens contraire par le tuyau *mn;* mais le fluide qui se trouve à l'orifice *o* est en même temps pressé de dedans en dehors par une colonne d'eau dont la hauteur est la distance verticale de l'orifice *o* au niveau du liquide dans le tube *mn*. Ainsi le liquide devra s'écouler par l'orifice *o*, celui qui est dans le tube devra descendre jusqu'au niveau de *o*; et à cet instant tout écoulement cessera. Dans le cas où l'extremité inférieure du tube *mn* est au-dessus de l'orifice *o* (fig. 238), par la même raison que précédemment le liquide s'écoulera par l'orifice *o*, et descendra dans le tube *mn;* mais comme le liquide tend à s'abaisser jusqu'au niveau du point *o*, aussitôt qu'il est arrivé au point *n*, l'air s'introduit dans le flacon, et l'écoulement de l'eau devient continu, avec une vitesse constante pendant toute sa durée : car la pression qui produit la vitesse avec laquelle le liquide s'échappe est égale au poids d'une colonne liquide dont la hauteur est la distance verticale du point *o* au point *n*, distance invariable. On peut également reconnaître que la pression à l'orifice est constante et égale à la distance *no'*, en considérant que la pression à l'orifice *o* est égale à la pression de l'air qui occupe la partie supérieure du vase, plus le poids de la colonne d'eau *ob*, moins la pression atmosphérique qui agit de dehors en dedans. En effet, il est évident que, pendant l'écoulement, il y a équilibre entre la force élastique de l'air atmosphérique et celle de l'air renfermé dans le flacon, augmentée du poids de la colonne d'eau *bn;* du moins, une de ces deux forces est successivement plus grande et plus petite que l'autre : car l'air ne s'introduit point par l'extrémité *n* d'une manière continue, mais par intermittence, quand la force élastique de l'atmosphère est un peu plus grande que celle de l'air du flacon, augmentée du poids de la colonne *nb*. Comme ces variations sont très-petites, nous pouvons supposer que les forces dont il est ici question se font équilibre pendant toute la durée de l'écoulement : alors il est clair que, pendant toute cette durée, le liquide situé à l'orifice *o* est pressé en dedans par une force équivalente au poids de l'atmosphère, plus celui de la colonne *o'n*, et en dehors par le poids de l'atmosphère. Ainsi pendant tout l'écoulement la pression qui le produit est constante et égale au poids de la colonne liquide *o'n*.

On peut disposer l'appareil comme dans les fig. 259 et 260. ABCD est une cloche pleine d'eau, placée dans une autre A'B'C'D' renversée et également pleine d'eau; le tube *mn* traverse la partie inférieure de la dernière. Dans cette disposition, la communication avec l'air, au lieu d'être établie par un tuyau central, l'est par l'espace annulaire qui sépare les deux cloches. Il est évident, d'après ce qui précède, que, si toutes deux sont fixes, et si l'extrémité *n* du tube s'élève au-dessus de la partie inférieure de ABCD (fig. 259), toute la capacité de la cloche extérieure étant pleine d'eau, le liquide s'écoulera par le tube *mn*, son niveau entre les deux cloches descendra jusqu'à ce qu'il soit à la hauteur du point *n*, et, à partir de cet instant, l'écoulement cessera. Dans le cas contraire (fig. 260), le liquide tendra à s'abaisser entre les deux cloches au-dessous de AB : par conséquent, l'air s'introduira dans la cloche ABCD par ses bords inférieurs, et l'écoulement sera continu, avec une vitesse constante, égale à celle qui résulterait de la pression d'une colonne liquide dont la hauteur serait la distance du point *n* à AB. Un écoulement à vitesse constante est également obtenu au moyen de l'appareil fig. 261. La pression qui produit la vitesse est évidemment égale au poids d'une colonne liquide dont la hauteur est la distance de l'orifice à la partie inférieure de la cloche renversée.

On peut employer le tube de Mariotte pour rendre le niveau constant dans un vase pendant l'écoulement d'un liquide; les fig. 262 et 263 présentent deux dispositions différentes qui produisent cet effet. Le premier appareil est composé d'un vase A fermé supérieurement et garni d'un tube à air *mn*; il communique par sa partie inférieure avec un autre vase B ouvert. Il est évident, d'après ce qui précède, que, si on enlève le liquide de B par un siphon ou une ouverture latérale, il restera constamment dans ce vase au niveau de l'extrémité *n* du tube à air. La fig. 263 représente une disposition analogue : le vase A, fermé par le bas et ouvert en dessus, reçoit une boîte C fermée par en haut, et percée inférieurement d'une ouverture *o* fermée par une soupape; cette boîte porte à son fond supérieur un rebord DD' qui s'appuie sur celui de A; la soupape a une tige assez longue pour que son extrémité rencontre le fond de A avant que C ne soit à sa place. On commence par remplir la boîte par l'ouverture *o*, en la tenant renversée; puis on la retourne et on la met en place. Une partie du liquide s'écoule pour remplir la partie inférieure de A, le tuyau de communication et le vase B; aussitôt que le liquide s'est élevé jusqu'au niveau de l'orifice *o*

dans A et dans B, l'air n'entre plus dans C, et il n'en sort plus de liquide. Mais si on enlève le liquide de B par un siphon ou par un orifice latéral, le liquide tendra également à descendre dans A; toutefois il ne pourra pas descendre au-dessous de l'orifice *o* : car, aussitôt que cet orifice est libre, l'air s'introduit dans C, et le liquide qu'il renferme s'écoule. Ainsi, pendant toute la durée de l'écoulement, le liquide restera constamment dans le vase B au niveau de l'ouverture *o*. La disposition (fig. 263) est employée dans tous les appareils d'éclairage à l'huile dont le réservoir est supérieur au bec.

Ces appareils ne peuvent point cependant être considérés comme produisant un niveau rigoureusement constant, car l'introduction de l'air par intermittence le fait varier; mais ces variations sont extrêmement petites.

385. *Lampes.* Il y a toujours dans les lampes à huile deux parties distinctes, le bec et le réservoir d'alimentation. Dans certaines, comme celles à couronne, le réservoir est placé à la hauteur du bec, et communique par la partie supérieure avec l'atmosphère : par conséquent, le niveau de l'huile dans le bec baisse pendant l'éclairage. Dans d'autres, le réservoir d'huile est placé latéralement et au-dessus du bec, et le niveau de l'huile est maintenu constant par une disposition analogue à celle de la fig. 263. Mais, comme la position latérale du réservoir d'huile est incommode, il est souvent placé dans le pied de la lampe : alors l'huile est amenée dans la mèche par un mouvement d'horlogerie qui fait mouvoir des pompes, comme dans les lampes de Carcel; ou par différentes dispositions fondées sur les lois de l'équilibre des liquides et des gaz. Ces dernières lampes sont très-nombreuses. Nous nous bornerons à décrire celles de Thylorier et de Girard, qui forment les types de toutes les autres.

386. *Lampe de Thylorier.* Soit A (fig. 264) un réservoir ouvert en dessus, B un autre réservoir fermé, *ab* un tube établissant une communication entre la partie inférieure du premier vase et celle du second, *cd* un tube communiquant avec la partie supérieure du second vase et s'élevant au-dessus du premier. Il est évident que, le réservoir A et le tube *ab* étant remplis par un liquide plus pesant que l'huile, et le réservoir B étant rempli d'huile, le liquide de A descendra dans B, et fera monter l'huile dans le tube *cd* à une hauteur *e* telle que le poids de la colonne d'huile soit égal au poids de la colonne de l'autre liquide. Si l'huile se consomme à l'extrémité *e*, une quantité correspondante de liqueur descendra en B, et

maintiendra l'extrémité de la colonne d'huile sensiblement au même point. Je dis sensiblement, et non pas exactement : car, à mesure que le liquide de A s'écoule en B, le niveau supérieur de ce liquide baisse en A et monte en B; par conséquent, la longueur de la colonne de ce liquide qui pèse sur l'huile se raccourcit. Mais on peut, en fermant le vase A et y adaptant un tube *mn* (fig. 265), rendre fixe le haut de cette colonne. Il ne reste plus alors que les variations qui proviennent de l'élévation de ce liquide en B; mais l'influence de cette variation sera très-petite si le vase est très-large, et elle est à peu près compensée par la capillarité du bec; on pourrait d'ailleurs la détruire par un moyen très-simple, que nous ferons connaître en parlant de la lampe de Girard.

Voici maintenant la description de la lampe de M. Thylorier.

La fig. 266 représente une coupe de cette lampe : A est le réservoir renfermant la liqueur plus pesante que l'huile, qui est formée d'une dissolution de sulfate de zinc dans un poids égal d'eau; sa densité est à celle de l'huile comme 157 est à 100; B est le réservoir d'huile; *ab* le tube par lequel descend la dissolution de sulfate de zinc; *cd* le tube dans lequel l'huile s'élève, et qui se termine par le bec de la lampe; le tube *hik* conduit l'huile qui s'extravase dans le réservoir mobile M; *mn* est le tube à air destiné à régler le niveau de pression du liquide de A. Ce tube est mobile; en le soulevant on met en communication l'air de A avec l'atmosphère. On peut le maintenir soulevé au moyen d'une petite tige qui est fixée au tube, et qu'on appuie contre les bords de la douille *xy*. Lorsqu'on veut arrêter cette communication, on tourne le tube jusqu'à ce que la tige se trouve en regard d'une rainure pratiquée dans la douille : alors le tube s'enfonce, et ferme toutes les issues qui se trouvaient autour de lui.

Pour placer, une fois pour toutes, le sulfate de zinc dans le réservoir A, et pour remplir journellement la lampe, on se sert d'un entonnoir PQ (fig. 267), dont la partie inférieure est garnie d'une douille revêtue en dedans d'anneaux de cuir : elle entre à frottement libre sur le bec N, et on doit l'enfoncer jusqu'à ce que la plaque circulaire *r*, garnie de cuir et fixée dans l'intérieur, vienne s'appuyer sur les bords du cylindre intérieur du bec, qu'elle ferme exactement. L'entonnoir étant ainsi placé, sa capacité ne communique qu'avec l'intervalle qui sépare les deux surfaces cylindriques du bec. Alors on soulève le tube à air, et on verse la dissolution de sulfate de zinc : elle passe entre les deux cylindres du bec et ar-

rive dans le résorvoir B, dont l'air se dégage par le tube à air *mn*, et par l'intervalle qui le sépare de sa douille; ensuite on verse l'huile jusqu'à ce que l'entonnoir reste plein, et ne débite plus. A cet instant tout le sulfate de zinc est refoulé dans le vase A. En effet, si le niveau de l'huile était en *e*, elle ferait équilibre à une colonne de sulfate de zinc dont le sommet serait en *n*; et si on élevait le niveau de l'huile d'une quantité suffisante pour que cet excédant de pression soutînt la colonne de sulfate de zinc *nz*, il est évident que ce liquide serait refoulé jusqu'en *z*. Or, la hauteur de l'entonnoir est déterminée pour produire cet effet. Lorsque l'huile cesse de s'écouler, on replace le tube à air, et on soulève doucement l'entonnoir, de manière à ne déboucher que le tuyau central du bec; la plus grande partie de l'huile restée dans l'entonnoir s'écoule par cette voie, et passe par le tuyau *hik* dans le réservoir M. On enlève ensuite entièrement l'entonnoir; le reste de l'huile s'écoule par les bords extérieurs du bec, et arrive de même dans le réservoir M. Pour remplir la lampe journellement, les opérations sont les mêmes, seulement on ne verse que de l'huile par l'entonnoir.

387. *Lampe de Girard.* Dans la fontaine de Héron (fig. 253 et 254), le jet a une hauteur décroissante : car, à mesure que le liquide s'écoule du vase A dans le vase B, le niveau du liquide descend dans le premier et monte dans le second, effets qui tous deux concourent à diminuer la longueur de la colonne liquide qui produit le mouvement; et de plus, à mesure que le réservoir C se vide, le jet qui s'élève à une hauteur égale à la différence des niveaux de A et B, mais à partir du niveau du liquide dans C, diminue aussi continuellement. Pour rendre cette hauteur constante, ou pour que le liquide se trouve élevé dans le tube *ef* constamment à la même hauteur, quelles que soient les quantités de liquide renfermées dans les vases, il faut 1° que la longueur de la colonne liquide qui produit le mouvement reste constante; 2° que l'élévation du liquide dans le tube *ef* soit indépendante de la hauteur du liquide dans le vase C.

Girard est parvenu à remplir ces conditions d'une manière très-ingénieuse. Le réservoir A (fig. 268) est placé au-dessous du réservoir C, et se trouve fermé; il ne communique avec l'air qu'au moyen du tube *mn*, ouvert par les deux bouts, et dont l'extrémité inférieure s'approche à une très-petite distance du fond. Nous savons déjà que, par une semblable disposition, l'écoulement a

lieu comme si le vase était ouvert, et si le liquide restait constamment au niveau de l'extrémité inférieure de ce tube. Le bas du tube *ab*, par lequel le liquide du réservoir A doit s'écouler dans le réservoir B, est environné d'un cylindre *ppqq*, dont les bords inférieurs sont soudés contre le fond du réservoir B, et dont les bords supérieurs s'élèvent à une hauteur plus grande que celle que peut atteindre le liquide de B, quand le réservoir A est vide. Il résulte de cette disposition que le liquide qui s'écoule par *ab* devra déverser par-dessus les bords du cylindre *ppqq*, et, par conséquent, que la colonne liquide qui produit le mouvement restera la même pendant toute sa durée, et qu'elle aura pour hauteur la distance du point *p* au point *n*. Il ne reste plus alors qu'à rendre l'écoulement du liquide par le tube *ef* indépendant du niveau du liquide dans le vase C. Pour cela, Girard a recourbé le tube *cd*, qui porte l'air du réservoir B dans le réservoir C, et il a fait descendre l'extrémité *d'* jusqu'au niveau de *e*. D'où il suit que la force élastique de l'air qui se trouve dans le vase C est plus petite que celle de B de toute la hauteur du liquide de C au-dessus du point *d'* : par conséquent, la force élastique de cet air ne fera monter le liquide de C dans le tube *ef* qu'à une hauteur égale à *np*, diminuée de *xd'*, à partir du niveau *x*; mais comme la distance *xe* est égale à *xd'*, le liquide sera élevé dans *ef* à une hauteur constante, à partir de son extrémité *e*, et cette hauteur sera égale à *np*.

Si le tube *ef* est plus petit que *np*, le liquide formera un jet continu à son extrémité. S'il est plus grand, le liquide y restera stationnaire à une certaine hauteur; mais si on l'enlève ou si on le consomme, une portion équivalente du liquide tombera de A en B, une bulle d'air passera de B en C par le tube *cdd'*, et une égale quantité de liquide sera fournie par C au tube *ef*.

La lampe de Girard ne diffère de l'appareil que nous venons de décrire que par quelques dispositions nécessaires au remplissage de la lampe et à l'écoulement de l'huile qui peut déverser par le bec. La figure 269 présente une coupe de la lampe en question, dans laquelle on a supposé que tous les tuyaux sont placés dans le même plan, afin que la figure les représente tous. Le tube *ef* se termine par le bec; le tuyau *gh* est destiné à conduire dans la capacité D l'huile qui s'extravase; le tube *ik*, qui s'ouvre dans l'air et dans la partie supérieure du réservoir A, reçoit une tige creuse passant à travers une boîte à cuir; ce tube est percé supérieurement d'une ouverture *o*, de manière qu'en élevant ou en abaissant le bouton *l*,

on établit ou on intercepte la communication de A avec l'air. Il faut que la distance *ef* soit de quelques millimètres plus grande que la distance *np*. Le réservoir B, jusqu'au niveau de *p*, doit avoir une capacité plus grande que celle de A. Tous les tuyaux sont parfaitement soudés aux parois des vases qu'ils traversent. La hauteur de la lampe est arbitraire.

Pour remplir la lampe la première fois, on tire le bouton *l*, et on verse de l'huile par l'ouverture *m* du tube à air. Les capacités A et B se remplissent d'huile; l'air de A se dégage par le tube *ik;* celui de B se rend dans C par le tube *cdd'*, et s'échappe par *ef*. Alors on repousse le bouton *l*, on place sur l'extrémité supérieure de la lampe un entonnoir renversé, dont le rebord le plus large s'emboîte sur le rebord T, et on renverse la lampe sur une burette dont le goulot reçoit le bec de l'entonnoir. L'huile du réservoir B descend dans le réservoir C par le tuyau *cdd';* l'air rentre dans B par les tuyaux *mn* et *ab*, et sort de C par *ef*. Le liquide de A reste. Après quelques instants, on remet la lampe dans sa position primitive, on enlève l'entonnoir, et on le remplace par un collier à jour qui sert à porter la cheminée et le globe dépoli que l'on place ordinairement autour de la flamme. Le remplissage journalier s'exécute de même. On peut aussi disposer ces lampes de manière à les remplir sans être obligé de les renverser, mais il faut alors placer un robinet à la partie inférieure. Quoique d'une construction très-ingénieuse, elles sont peu en usage, principalement à cause de leur complication. Dans les lampes dont on se sert le plus généralement le bec est alimenté par un réservoir latéral à niveau constant, ou par des pompes mises en mouvement au moyen d'un mouvement d'horlogerie (lampes de Carcel), ou par un piston que presse un ressort en hélice.

388. *Des gazomètres.* Dans les recherches physiques on a souvent besoin de faire écouler des gaz avec une vitesse constante. La disposition qui satisfait de la manière la plus exacte à cette condition consiste en un réservoir rempli du gaz que l'on veut faire écouler, surmonté d'un vase plein d'eau débouchant dans le réservoir et garni d'un tube à air. Il est évident que le gaz du réservoir se trouvera soumis, pendant l'écoulement du liquide, à une pression égale au poids d'une colonne d'eau dont la hauteur serait la distance de l'extrémité inférieure du tube à air à l'orifice d'écoulement : par conséquent, l'eau en tombant par l'orifice chassera le gaz, qui s'échappera avec une vitesse uniforme. Si on voulait appliquer cet appareil à un gaz qui aurait de l'action sur l'eau, on pourrait le

renfermer dans une vessie que l'on placerait dans un second flacon : l'air chassé du premier et pénétrant dans le second comprimerait la vessie, et produirait également un courant uniforme du gaz contenu dans la membrane élastique. Nous donnerons une description plus complète en parlant de la capacité calorifique des gaz.

Mais l'appareil le plus simple, quand on veut opérer sur une grande échelle, est représentée fig. 270. La cloche ABCD, fermée supérieurement et ouverte par le bas, plonge dans une cuve pleine d'eau; elle est suspendue par des chaînes qui passent sur des poulies de renvoi, et qui portent des contre-poids destinés à soutenir la cloche; deux tubes *ab* et *cd*, garnis de robinets et aboutissant au-dessus du niveau de l'eau, sont destinés, le premier à amener le gaz, l'autre à le laisser sortir. Pour remplir le gazomètre, on ferme le robinet *m*, on ouvre le robinet *n*, et on met le tuyau *ab* en communication avec l'appareil qui doit fournir le gaz : la cloche se soulève à mesure qu'elle se remplit. Lorsqu'on veut faire écouler le gaz, on diminue les contre-poids, on ouvre le robinet *m* et on ferme le robinet *n* : le gaz s'écoule par une pression égale à l'excès du poids de la cloche et celui du contre-poids, excès qui est mesuré par la différence de niveau du liquide dans la cloche et en dehors. La vitesse n'est pas exactement constante pendant l'écoulement, attendu que le poids de la cloche diminue à mesure que ses parois s'enfoncent dans l'eau, et qu'il augmente par l'allongement de la chaîne qui la soutient et le raccourcissement de celle qui porte les contre-poids; mais on pourrait facilement calculer le poids de la chaîne de manière que ces effets se compensassent.

C'est ainsi que sont disposés les gazomètres des usines d'éclairage au gaz. Celui de l'usine du faubourg Poissonnière a 33 mètres de diamètre et 16 mètres de hauteur.

§ 10. *De l'air comme moyen de communiquer le mouvement.*

389. Les gaz communiquant la pression comme les liquides, on pourrait les employer comme ces derniers pour transmettre et modifier les forces. Par exemple, si deux cylindres communiquants (fig. 147) renfermaient de l'air pressé par deux pistons M et N, dans l'état d'équilibre, les pressions exercées sur ces deux pistons seraient dans le rapport de leurs surfaces : on formerait ainsi avec des gaz une presse analogue à celle que nous avons décrite [260] (fig. 148).

Il est un moyen bien plus simple de construire une presse à gaz. Que l'on prenne une vessie A (fig. 271) garnie d'un robinet, et qu'on place sur la vessie, en grande partie dégonflée, une planche et un poids de 40 à 50 kilogrammes : alors, en soufflant par l'orifice du robinet, on gonfle la vessie, et le poids est soulevé. Dans cette expérience, la pression exercée par les poumons se reproduit sur toutes les parties de l'enveloppe; et, comme cette pression est d'environ 2 mètres d'eau, on voit qu'on pourrait soulever le poids d'un cylindre d'eau ayant pour base la surface de la planche en contact avec la vessie et 2 mètres de hauteur. La fig. 272 présente une disposition plus commode. La force de compression des poumons pourrait se mesurer au moyen de l'appareil fig. 273.

Quoique les gaz se comportent comme les liquides, sous le rapport de la communication du mouvement, leur grande compressibilité s'oppose à ce qu'ils soient avantageusement employés pour cet objet; ils sont, au contraire, souvent en usage comme corps élastiques, pour reproduire par leur détente la force qui les a comprimés. Nous en avons donné des exemples en parlant des pompes et du bélier hydraulique.

§ 11. *Emploi des gaz comme moteurs.*

390. L'air atmosphérique, quoique pesant et élastique, ne peut imprimer aucun mouvement lorsqu'il est en repos, parce que l'on ne peut prendre du mouvement que dans un corps qui se meut. Sous ce rapport, il en est de l'air comme de l'eau : ces deux fluides ne deviennent des forces motrices que quand ils se déplacent. Lorsqu'une masse d'air est en repos, on peut lui faire acquérir une force motrice en la comprimant dans un espace clos d'où on la laisserait ensuite sortir, ou bien en la mettant en mouvement d'une manière quelconque; mais le travail qui devrait être dépensé étant plus grand que celui que l'on pourrait retirer ensuite de ce moteur, il est plus avantageux de l'appliquer immédiatement à la machine que l'on veut faire mouvoir. Mettre de l'air en mouvement par une force étrangère, pour le faire agir ensuite sur une machine, serait une opération aussi absurde que celle qui aurait pour objet d'élever de l'eau au moyen d'une pompe, pour la faire tomber ensuite sur une roue.

Lorsque l'air se déplace à la surface du globe, il développe une certaine quantité de travail que l'on peut faire passer dans des

machines, de la même manière que l'on s'empare d'une partie de celui d'un courant ou d'une chute d'eau pour faire tourner des roues à godets ou à palettes.

Les machines mues par le vent sont de deux espèces : 1° celles qui reçoivent directement son action, et acquièrent un mouvement de translation rectiligne; 2° celles qui ne changent pas de lieu, et reçoivent du vent un mouvement alternatif ou de rotation. Les premières sont les plus simples. Elles se composent de surfaces planes d'une grande étendue, que l'on place dans la direction du vent : telles sont les voiles d'un navire. La direction qu'il prend dépend de celle du vent, de la direction des voiles et de celle de la quille. Quant aux machines fixes, la meilleure de toutes les dispositions est celle du *moulin à vent* ordinaire. Cette machine se compose, comme on sait, d'un axe incliné à l'horizon, à l'extrémité duquel se trouvent deux tiges perpendiculaires entre elles et à l'axe, et qui sont garnies de voiles inclinées. L'axe est mobile, et peut être amené dans la direction du vent. La pression de l'air contre les voiles se décompose en deux forces rectangulaires : l'une perpendiculaire à leur surface; l'autre parallèle. La première seule produit de l'effet pour pousser la voile; et comme le mouvement ne peut avoir lieu qu'autour de l'axe de rotation, cette pression se décompose encore en deux autres : l'une parallèle à l'axe, qui est détruite par la résistance de la machine; l'autre perpendiculaire à l'axe, qui produit la rotation : car cette dernière force est toujours dans le même sens, quelle que soit la position de la voile. Dans la plupart des moulins à vent on a atteint depuis longtemps toute la perfection désirable; l'inclinaison de l'axe, celle des voiles, leur nombre, leur étendue, sont tels que la théorie et des expériences faites avec le plus grand soin l'auraient indiqué.

Les machines mues par le vent ont sur les machines mues par des courants d'eau plusieurs avantages importants. Partout il y a des courants d'air, partout on peut établir de ces machines, et rien ne limite le nombre et la puissance de celles qui peuvent exister même dans un espace très-resserré; mais l'inégalité de leur mouvement, conséquence nécessaire de celle du moteur, et l'incertitude de leur travail, les rendent bien moins avantageuses que celles qui sont mues par un cours d'eau : de sorte que ce n'est jamais qu'à défaut de celles-ci qu'on a recours aux premières.

CHAPITRE VI.

ACOUSTIQUE.

391. L'acoustique a pour objet l'étude des propriétés du son. Le son est l'impression produite sur l'organe de l'ouïe par les vibrations des corps, vibrations qui se transmettent par le milieu environnant. La partie de la physique dont nous allons nous occuper, embrasse les phénomènes qui se développent dans les corps sonores, pendant la production du son, le mode de sa propagation à travers les corps solides, liquides et les gaz, et enfin les modifications qu'il fait éprouver aux membranes extérieures de l'organe de l'audition. Tout ce qui se passe au delà, dans l'intérieur de l'organe lui-même, est presque complétement inconnu et du ressort de la physiologie; quant aux sensations mêmes des sons considérées sous le rapport des impressions qu'elles produisent, elles font l'objet de la science musicale.

§ 1er. *Production et propagation du son.*

392. *Bruit.* On désigne sous le nom de *bruit* un son bref, confus, et dont on ne peut pas en général prendre l'unisson avec un instrument de musique. Le son proprement dit, ou son musical, est au contraire celui qui produit une sensation continue d'une certaine durée, et dont on peut toujours prendre l'unisson.

393. Le bruit provient de l'ébranlement des corps dans lesquels le mouvement se dissipe rapidement : c'est ce qui arrive quand une très-petite partie d'un corps est ébranlée par un choc, ou quand on frappe sous l'eau un corps d'ailleurs très-sonore dans l'air, parce que la propagation du mouvement dans la masse du corps ou du milieu environnant anéantit promptement les oscillations. Cependant la plupart des sons désignés sous le nom de bruit ont, pour les personnes dont l'organe de l'ouïe est très-délicat et très-exercé, assez de durée et de netteté pour qu'elles puissent en prendre l'unisson sur une basse ou sur un violon.

394. *Son musical.* Le son musical résulte toujours ou des oscillations rapides et prolongées des corps élastiques, ou d'une série de bruits qui se succèdent rapidement à des intervalles de temps égaux. Dans l'un et l'autre cas l'acuité du son augmente avec le nombre de vibrations ou de chocs produits dans le même temps. En effet, on peut reconnaître par des expériences très-simples que, pendant tout le temps qu'un corps produit un son, il éprouve un mouvement vibratoire. Par exemple, quand on fait résonner une corde un peu longue et médiocrement tendue par ses deux extrémités, les mouvements oscillatoires qui accompagnent la production du son s'aperçoivent aisément à la simple vue. Pour tous les autres corps, leurs mouvements vibratoires peuvent être constatés en répandant sur leur surface une poudre sèche, ou une légère couche d'eau : dans le premier cas, le mouvement vibratoire du corps est attesté par les mouvements de la poudre, et dans le second, par la forme onduleuse et réticulée du liquide. Ces mouvements vibratoires sont une conséquence nécessaire de la constitution des corps : car les molécules des corps étant en équilibre stable, aussitôt qu'elles ont été dérangées de leur position de repos, elles tendent à y revenir en faisant autour d'elle des oscillations analogues à celles d'un pendule, et qui produisent toujours des changements correspondants dans la forme générale du corps. Quand ces oscillations sont très-petites, elles sont sensiblement isochrones : car la force qui tend à ramener les molécules à leur position initiale est proportionnelle à l'écart qu'elles ont éprouvé, comme nous l'avons vu [126]; et cette condition est suffisante pour établir l'isochronisme. Mais comme l'amplitude des oscillations va sans cesse en diminuant par la communication du mouvement aux corps environnants, et probablement aussi par une résistance analogue au frottement, elle finit par s'anéantir après un temps plus ou moins long. On peut facilement reconnaître sur les cordes, en faisant varier leurs longueurs ou leur tension, que l'acuité du son augmente avec la rapidité des vibrations.

Quant à la seconde cause de production du son musical, on peut la mettre en évidence à l'aide d'un appareil imaginé par Savart. Supposons une roue dentée, mobile autour d'un axe perpendiculaire à son plan, passant par son centre, et, près de la circonférence, un corps flexible, tel qu'une carte, que les dents puissent rencontrer. Si on fait tourner la roue très-lentement, on entendra distinctement les chocs successifs des dents contre la carte; mais,

la vitesse croissant, on distinguera bientôt un son continu, dont l'acuité augmentera avec la vitesse.

395. *Les oscillations des corps sonores se transmettent à l'organe de l'ouïe par l'air, ou par les autres corps pondérables.* En effet, si l'on produit un son au centre d'un espace vide d'air et de vapeurs, le son n'arrive point jusqu'à l'organe; mais il devient perceptible aussitôt que le corps sonore est en communication avec l'organe par un corps pondérable, gazeux, liquide ou solide : c'est ce que l'on peut démontrer par les expériences que nous allons rapporter.

A (fig. 274) est un ballon à robinet, renfermant une petite clochette *m*, suspendue par un corps mou, tel que du plomb ou des fils de chanvre non tordus : si l'on fait le vide dans le ballon, et qu'ensuite on agite l'appareil de manière à faire frapper le marteau sur le timbre, on ne distinguera aucun son; mais, en faisant successivement rentrer l'air, l'intensité du son croîtra progressivement à mesure que la densité de l'air augmente. Nous indiquerons pour le même objet l'appareil fig. 275 : *ab* est un timbre sur lequel le marteau *c* peut produire une série de chocs au moyen d'un ressort de pendule tendu, renfermé dans la caisse *mn*, et qu'un arrêt maintient en repos. On place cet appareil sous une cloche MN, dont la tubulure supérieure est occupée par une boîte à cuir, à travers laquelle passe une tige, qui sert à détourner l'arrêt et à faire sonner le timbre quand on a fait le vide dans la cloche. La sonnerie doit être posée sur des coussins peu élastiques, afin que le son ne soit pas communiqué par les corps solides qui composent la platine de la machine.

Pour démontrer que le son se transmet également au travers des vapeurs, on se sert de l'appareil fig. 276, qui ne diffère de l'appareil fig. 274 que par un second robinet placé à la suite du premier. On fait le vide dans le ballon, et par l'agitation on ne distingue aucun son, quoiqu'on produise des chocs assez forts du marteau sur la cloche. Alors on ouvre le robinet *a* en laissant le robinet *b* fermé, et on introduit entre eux un liquide volatil, tel que de l'eau, de l'alcool ou de l'éther; ensuite on ferme le robinet *a* et on ouvre le robinet *b*. Le liquide tombe dans le ballon, se réduit instantanément en vapeur, et par l'agitation du ballon il se produit un son très-appréciable.

Les liquides transmettent aussi le son : car, si on frappe sous l'eau deux cailloux, on entend le bruit de ce choc même à une

grande distance. Les corps solides jouissent aussi de la même propriété. C'est ce qu'on peut facilement vérifier en plaçant l'oreille à l'extrémité d'une longue poutre, et en produisant à l'autre un son assez faible pour n'être pas sensible à cette distance, lorsqu'il est seulement transmis par l'air : on l'entend alors distinctement par transmission à travers la poutre. C'est ainsi que le bruit du canon se transmet par la terre à des distances où l'air n'apporterait pas de son appréciable.

396. *Limites des sons perceptibles.* Lorsqu'on produit des vibrations ou des chocs qui se succèdent avec une rapidité croissante, par exemple au moyen d'une corde tendue dont on diminue progressivement la longueur, ou à l'aide de la roue dentée de Savart, dont on fait croître la vitesse, on remarque qu'en général, tant qu'il ne se produit pas 32 chocs ou vibrations complètes par seconde, l'oreille les distingue, et il n'y a pas production d'un son continu ; mais au delà de cette limite la sensation partielle des vibrations ou des chocs disparaît, et il se forme un son continu d'autant plus aigu que les vibrations ou les chocs se succèdent plus rapidement; cependant, quand les vibrations ou les chocs deviennent excessivement rapides, les sons disparaissent. On avait conclu de là que les sons appréciables à l'oreille étaient compris entre deux limites : la limite inférieure correspondait à 32 vibrations par seconde; et la limite supérieure, sur laquelle on était peu d'accord, correspondait, suivant Chladni, à 12000 vibrations, suivant M. Biot à 8192, et suivant Wollaston, de 18 à 21000. Mais les expériences récentes de Savart ne permettent pas de douter qu'il n'existe réellement point de limites à la série des sons perceptibles, et que les limites apparentes proviennent de ce que les effets produits par chaque vibration n'ont pas assez d'intensité; ce qui, pour les sons graves, isole complétement les effets dus à chaque battement, et, pour les sons aigus, les rend inappréciables par leur faiblesse. Voici en quoi consistent ces expériences. Savart, en considérant que les sons très-aigus prennent toujours naissance dans des corps d'une très-petite dimension, soupçonna que leur disparition au delà d'une certaine limite ne provenait pas de l'inaptitude de l'organe à les percevoir, mais de leur trop faible intensité, résultant du peu d'amplitude des vibrations. Pour vérifier cette conjecture il fallait disposer les expériences de manière qu'on pût à volonté augmenter l'amplitude des vibrations ou l'intensité des chocs. Savart s'est servi pour cela de roues dentées qu'il faisait résonner comme nous l'avons

dit précédemment; en augmentant le diamètre, on augmentait évidemment l'intensité des chocs. Au moyen de trois roues dentées de 24, 48 et 82 centimètres de diamètre, ayant, la première 360 dents, la seconde 400, et la dernière 720, il trouva qu'avec la première la limite des sons perceptibles existait entre 6000 et 8000 battements, avec la seconde entre 24000 et 30000, et avec la dernière à 48000. Il est très-probable, d'après cela, que, si on employait des roues d'un plus grand diamètre, la limite des sons perceptibles serait encore reculée; car, l'effet évident de l'accroissement du diamètre est d'augmenter l'intensité des chocs : ainsi il est à croire que la limite apparente, dans les différents cas, provient de l'affaiblissement du son. M. Despretz, en faisant résonner des diapasons, a pu entendre et comparer des sons correspondants à 73000 vibrations par seconde. Pour découvrir si la même cause mettait une limite aux sons graves, Savart s'est servi d'un autre appareil, dans lequel la production du son résulte d'une circonstance assez singulière : une barre de fer de $0^m,65$ de longueur était fixée par son milieu à un axe perpendiculaire à sa direction, et auquel on pouvait imprimer une vitesse déterminée; de chaque côté, et dans un plan perpendiculaire à celui que décrivait la barre dans sa rotation, se trouvaient deux petites lames minces de bois, dont les bords étaient éloignés de la barre de 2 millimètres; lorsqu'on faisait tourner celle-ci, son passage dans l'intervalle des lames était accompagné d'un bruit dont l'intensité croissait à mesure que les lames étaient plus éloignées du centre de rotation. Savart a reconnu, à l'aide de cet appareil, que la limite inférieure des sons était de 15 à 16 battements par seconde; et il est très-probable que, si la barre avait été plus longue, les chocs étant plus forts, la limite aurait été reculée encore davantage. Nous devons dire cependant que M. Despretz, en répétant ces dernières expériences, au moyen d'une barre ayant $0^m,86$ de longueur sur $0^m,031$ d'épaisseur, a remarqué que le son produit était plus aigu que celui qui résulterait des chocs de la barre, et qu'il était probablement dû à une autre cause que celle admise par Savart.

A l'aide de l'appareil à roues dentées dont il a déjà été question, Savart a constaté que deux chocs suffisaient pour produire des sons comparables. Il s'est servi pour cela d'une même roue, dont les dents étaient mobiles; en enlevant successivement une ou plusieurs dents consécutives, une vitesse de rotation suffisante donnait encore un son continu; avec deux dents seulement, le son était inter-

rompu, mais il conservait le même degré d'acuité; une seule produisait un bruit isolé, sans aucun rapport avec le son produit par deux dents.

Ainsi, on doit admettre qu'un seul ébranlement d'un corps produit une impression non comparable d'une certaine durée et qui s'affaiblit avec une extrême rapidité; que des ébranlements qui se succèdent à des intervalles égaux donnent toujours naissance à un son comparable, pourvu que les effets de chacun d'eux soient assez forts pour se superposer en partie, et que l'effet résultant de cette superposition ait une suffisante intensité; enfin que deux chocs ou deux vibrations complètes suffisent pour produire un son comparable.

397. *Mode de propagation du son dans l'air.* Considérons une colonne d'air cylindrique, indéfinie dans un sens, et terminée à l'autre extrémité par un plan mobile perpendiculaire à l'axe du cylindre, et supposons que ce plan soit poussé en avant d'une quantité très-petite pendant un temps aussi très-petit. Le mouvement ne se transmettra pas instantanément à toute la masse, à cause de sa compressibilité; il ne sera communiqué directement qu'à une très-petite profondeur. Divisons par la pensée la colonne d'air en tranches ayant pour épaisseur commune la distance à laquelle la compression s'étend directement pendant sa durée : on démontre par le calcul que la compression passe successivement d'une tranche à la suivante; que chaque tranche, après sa détente, reprend exactement sa densité primitive, et reste en repos. Ces phénomènes ont la plus grande analogie avec ceux qui se produisent dans une série de billes d'ivoire égales, en contact, ayant leurs centres situés sur une même ligne droite, et dont l'une des billes extrêmes est choquée par une bille égale [148]. Tout se passe alors comme si une couche d'air infiniment mince se mouvait parallèlement à elle-même, en éprouvant successivement des condensations et des retours à sa densité primitive. Si maintenant le plan mobile revient sur lui-même, il produit dans la couche d'air contiguë une dilatation qui se communique successivement aux couches suivantes, de la même manière que les condensations provenant de l'excursion primitive. Ainsi chaque allée engendre une petite onde condensée, et chaque retour une petite onde dilatée. Le calcul indique que ces ondes élémentaires se transportent avec la même vitesse, qui, pour le même milieu est indépendante du degré de condensation ou de dilatation des ondes.

Supposons maintenant que la durée de chaque vibration soit finie, quoique toujours très-petite. Désignons par ab (fig. 277) la position primitive du plan, et par $a'b'$, $a''b''$, les limites de ses excursions. Pour ramener ce cas à celui qui précède, divisons le temps de l'excursion du plan en un très-grand nombre de parties égales entre elles, et l'excursion $a'a''$ en un même nombre de parties qui soient les chemins parcourus pendant ces petites durées.

Considérons le petit plan $a'b'$: quand il parcourra la première tranche, il donnera naissance à une onde élémentaire condensée qui se propagera dans les couches d'air placées en avant, comme précédemment. Le plan mobile, en parcourant la tranche suivante, revenue à son état naturel, donne lieu à une deuxième onde élémentaire condensée, qui se meut à la suite de la précédente avec la même vitesse; et quand le plan est arrivé en $a''b''$, il y a en avant une série d'ondes élémentaires condensées qui s'étendent dans l'espace $a''x$, et qui, à partir de cet instant, se propagent dans le même ordre, et avec la même vitesse, dans l'air situé au delà. Si maintenant nous supposons que le plan revienne de $a''b''$ en $a'b'$, en parcourant chaque tranche, il fait naître une onde élémentaire dilatée, et la série de ces ondes élémentaires forme une onde dilatée qui marche à la suite de l'onde condensée. Que le plan répète un nombre quelconque de fois les mouvements de $a'b'$ en $a''b''$ et de $a''b''$ en $a'b'$, il y aura pour chaque excursion une onde condensée, pour chaque retour une onde dilatée, et ces ondes chemineront à la suite les unes des autres.

On concevra facilement, d'après cela, la disposition générale des ondes auxquelles donnent lieu les mouvements vibratoires des corps; mais cela ne suffit pas : il faut connaître la longueur des ondes, la nature des petits mouvements et les degrés des condensations ou des dilatations des ondes élémentaires qui composent les ondes condensées ou dilatées.

Cherchons d'abord la longueur de l'onde. Dans l'onde condensée $a''b''xy$, xy est l'onde élémentaire partie à l'origine du mouvement de $a'b'$: ainsi l'onde a pour longueur l'espace parcouru par le son pendant le temps que le plan ab a mis pour arriver en $a''b''$, diminué de la course $a'a''$ du plan mobile; mais, comme la vitesse du corps vibrant est toujours très-petite relativement à celle du son, l'amplitude de la vibration peut être négligée par rapport à l'espace que le son parcourt dans le même temps. On peut donc regarder la longueur d'une onde comme étant égale au chemin que le son fait

pendant une des vibrations du corps sonore : il est évident que l'onde dilatée aura la même longueur. La vitesse du son étant uniforme, l'onde qui provient de la même vibration conservera toujours la même longueur, à quelque distance du corps sonore qu'on la considère ; et, comme les vibrations du corps sont isochrones, toutes les ondes résultant de la même série de vibrations auront aussi la même longueur.

Examinons maintenant de quelle manière les densités et les vitesses varient dans les ondes élémentaires qui constituent les ondes condensées et les ondes dilatées. D'après ce qui précède, il est évident que les ondes élémentaires se succèdent dans le même ordre que les mouvements élémentaires qui les ont produites ; que dans chacune d'elles les vitesses des molécules sont proportionnelles aux condensations ou aux dilatations, et que les directions de ces mouvements sont de signes contraires dans les ondes condensées et dilatées. Cela posé, il est facile de voir que, dans une vibration d'un corps sonore, le maximum de vitesse a lieu vers le milieu de l'excursion, et qu'elle diminue à mesure que la molécule vibrante s'approche de ses limites, où elle est sensiblement nulle. C'est ce qui résulte de l'assimilation de ces mouvements à ceux d'un pendule, ou du fait seul du changement de direction du mouvement aux extrémités de l'excursion : car une vitesse ne peut changer de direction qu'en devenant d'abord nulle, et elle ne peut le devenir que par degrés insensibles. Il résulte de là que les ondes élémentaires sont d'autant plus condensées ou d'autant plus dilatées qu'elles ont été produites par des mouvements élémentaires plus voisins du centre du mouvement, et qu'elles ont des vitesses de translation d'autant plus petites qu'elles proviennent de mouvements élémentaires plus voisins des limites de l'excursion. Ainsi, dans une onde dilatée ou condensée, le maximum de condensation ou de dilatation et de vitesse a lieu vers le milieu. D'après cela, si on veut représenter les condensations et les vitesses en chaque point par les ordonnées d'une courbe, la courbe des condensations et des dilatations aura la forme $xyztu$ (fig. 278), et celle des vitesses aura la forme $x'y'z't'u'$.

Les oscillations du corps sonore étant isochrones, les vitesses se succéderont suivant la même loi que dans les oscillations du pendule, et ces vitesses seront alors représentées [58] par la formule

$$v = a\sqrt{\frac{g}{l}} \sin\left(t\sqrt{\frac{g}{l}}\right), \text{ ou } v = \mathrm{A} \sin t\mathrm{B},$$

A et B étant des nombres constants. Si nous prenons pour unité de temps la durée d'une oscillation, on devra avoir $v = 0$, pour $t = 1, = 2, = 3$, etc., ce qui exige nécessairement que $B = \pi$: alors la formule devient $v = A \sin \pi t$ (a). Il faut bien remarquer que dans cette dernière équation la valeur de A n'est pas la même que dans la première, parce que, l'unité de temps ayant changé, g n'est plus représenté par le même nombre. Or, nous avons vu précédemment que la vitesse imprimée aux molécules d'air était proportionnelle à celle du corps vibrant; ainsi, les vitesses ou les condensations, ou les dilatations, se succéderont suivant la loi représentée par l'équation (a), et pour chaque onde élémentaire la vitesse sera constante pendant le temps qu'elle parcourra le tuyau. Il résulte de là que, si on décrit un cercle avec un rayon égal à l'unité (fig. 279), et si on prend des arcs proportionnels aux temps, l'unité de temps étant représentée par la demi-circonférence, le sinus de l'extrémité de l'arc représentera $\sin \pi t$, et si on prend OC égal à A, et qu'on décrive sur AO et OC, comme demi-axes, l'ellipse ACBD, l'ordonnée correspondante de l'ellipse représentera la vitesse du corps vibrant.

Si on voulait avoir la succession des vitesses qui animent une même tranche d'air, il faudrait prendre une longueur MN égale à la longueur d'une onde totale (fig. 280), diviser la moitié de MN en un nombre quelconque de parties égales, et porter sur chacune d'elles des ordonnées proportionnelles aux vitesses du corps vibrant aux époques correspondantes. Ainsi, par exemple, si on divisait MP en dix parties égales, et le demi-cercle APB (fig. 279) aussi en dix parties égales, les ordonnées des points de division de MP seraient proportionnelles à celles de l'ellipse ACB aux points correspondants. Dans l'onde dilatée NP, les vitesses seraient les mêmes, mais de signe contraire.

Dans ce qui précède, nous avons étudié la propagation du son dans un espace cylindrique; il est facile d'en déduire le mode de propagation dans un espace illimité. Quand on ne considère qu'un seul point ébranlé, le son se propage dans tous les sens par des ondes sphériques concentriques dont le centre est au point ébranlé. Ces ondes ne diffèrent de celles qui se propagent dans un cylindre qu'en ce qu'elles sont renfermées entre deux surfaces sphériques concentriques, et que, par suite, la vitesse des molécules d'air décroît rapidement à mesure que les ondes s'éloignent du centre d'ébranlement, parce que le mouvement s'étend à des ondes dont la masse va en augmentant; mais la largeur de celles-ci reste constante. Si plusieurs points sont ébranlés en même temps, et cela arrive toujours, il faut regarder chacun d'eux comme un centre particulier d'ondes sphériques qui se propagent autour de lui. Lorsque les vibrations de chaque point se font dans le même temps, les ondes se coupent d'abord sous des angles plus ou moins grands, qui diminuent à mesure que les ondes s'agrandissent, de sorte qu'elles finissent par se confondre quand on les considère à une distance

suffisante de leur origine ; mais si les vibrations de ces divers points ne sont pas synchrones, les mouvements élémentaires des ondes superposées, n'étant plus nécessairement dirigés dans le même sens, pourront se détruire ou s'ajouter, et donner lieu, dans certains cas, à des ondes dont l'intensité ne sera pas la même dans toutes les directions.

398. *Vitesse du son dans l'air.* En soumettant à l'analyse le mode de transmission du son que nous venons de décrire, on a trouvé : 1° que, dans une masse d'air à une température constante, la vitesse est uniforme ; 2° que la vitesse reste la même, quelle que soit la densité de l'air, pourvu que la température ne change pas ; 3° que la vitesse du son est entièrement indépendante de l'intensité, de l'acuité et de la qualité du son ; 4° et que, dans l'air atmosphérique à la température de 6°, le son devrait parcourir 286^{m},78 par seconde.

La formule de la vitesse du son donnée par Newton est

$$V = \sqrt{\left(\frac{gh}{d}\right)}. \ (a).$$

dans laquelle g représente la pesanteur, h la hauteur du baromètre, et d la densité de l'air par rapport au mercure. Or, à 0° et sous la pression de 0^{m},76, la densité de l'air par rapport au mercure est

$$\frac{1}{13,59 \times 770} = \frac{1}{10464,3};$$

par conséquent, sous la pression h et à la température t, on a, en vertu des lois de Mariotte et de M. Gay-Lussac,

$$d = \frac{1}{10464,3} \times \frac{h}{0,76} \times \frac{1}{1 + 0,00366\,t}$$

En substituant cette valeur de d dans l'équation (a), on trouve

$$V = 278^{m},331\sqrt{1 + 0,00366\,t}$$

Cette formule renferme toutes les lois que nous avons énoncées, puisque la vitesse ne dépend que de la température.

Tous ces résultats sont confirmés par l'expérience, à l'exception du dernier. L'uniformité de la vitesse a été constatée par des expériences que nous rapporterons plus loin. L'égalité de la vitesse sous des pressions différentes résulte de la comparaison des expériences

faites à Paris et à Quito, sous des pressions barométriques d'environ 0,76 et 0,697. L'égalité de vitesse des sons plus ou moins forts ou plus ou moins graves résulte d'une expérience journalière, qui la démontre avec la dernière évidence. Lorsqu'on exécute un air sur un instrument, l'impression produite sur notre organe dépend non-seulement de la nature et du mode de succession des sons, mais encore de leur durée relative et de celle des intervalles qui les séparent; or, à quelque distance que l'on se place, pourvu que les ondes sonores y arrivent avec une intensité suffisante, le chant n'est pas altéré. Par conséquent, la durée relative des sons et celle de leurs intervalles restent les mêmes, ce qui ne peut exister qu'autant que la vitesse de transmission soit la même pour tous.

En 1738, les membres de l'Académie des sciences entreprirent de nombreuses expériences pour déterminer la vitesse du son. Des expériences furent faites entre Montlhéry et Montmartre, dont la distance est de 29000^{m}; le signal était donné par des coups de canon; des observateurs, placés à différentes distances et sur la même ligne droite, marquaient le temps écoulé depuis l'apparition de la lumière jusqu'à l'arrivée du son. Ils avaient ainsi le temps employé par le son pour arriver jusqu'à eux : car, la vitesse de la lumière étant excessivement grande par rapport à celle du son, la durée de la transmission de la lumière pouvait être regardée comme nulle. En comparant ces observations, on reconnut : 1° que la vitesse du son était uniforme, c'est-à-dire que dans un temps double il parcourait un espace double, et qu'en général l'espace parcouru était proportionnel au temps; 2° que la vitesse restait la même, que le temps fût couvert ou serein, clair ou brumeux, la pression barométrique grande ou petite, pourvu que l'air fût tranquille; mais que, si l'air était agité par le vent, la composante de sa vitesse suivant la direction de la ligne sonore, augmentait ou diminuait de toute sa valeur la vitesse du son; enfin 3° que la vitesse du son à la température de 6° était de 337^{m},18. En 1822, plusieurs membres du Bureau des longitudes firent de nouvelles expériences entre Villejuif et Montlhéry, et au moyen d'observations réciproques entre ces deux stations, dont la distance était de 18614^{m},52, ils trouvèrent en moyenne 54$''$,6 pour le temps que le son mettait à parcourir cette distance; ce qui donne 337^{m},2 pour la vitesse du son à la température de 10°.

La différence qui existe entre les résultats de la théorie et ceux de l'expérience, relativement à la vitesse du son, provient de ce

que, dans les condensations successives qui se manifestent pendant la propagation du son, il se développe de la chaleur, qui augmente la force élastique de l'air et accélère la vitesse, circonstance à laquelle on n'avait point eu égard dans le calcul. Cette explication se trouve appuyée sur un fait décisif. Le son, comme nous l'avons vu, se transmet à travers les vapeurs comme à travers les gaz; or, d'après la constitution des vapeurs, cette transmission ne pourrait avoir lieu si les condensations périodiques n'étaient accompagnées d'un dégagement de chaleur suffisant pour maintenir le corps à l'état de vapeur : car, sans cela, les vapeurs ne feraient que céder à la force comprimante, et se réduiraient à l'état liquide sans propager l'ébranlement aux vapeurs plus éloignées. C'est à Laplace qu'on doit cette importante observation.

Il reconnut ensuite que la vitesse du son, telle que la théorie l'avait donnée jusqu'alors, devait être multipliée par la racine carrée du rapport de la capacité calorique de l'air sous une pression constante à cette même capacité à volume constant. Les résultats du calcul sont alors parfaitement d'accord avec la théorie.

Le rapport des deux capacités calorifiques de l'air étant 1,42, comme nous le verrons dans la suite, la formule de Newton corrigée est

$$V = \sqrt{\frac{gh}{d}}\sqrt{\frac{c}{c'}} \ldots (b), \text{ ou } V = 333^{m}.\sqrt{1 + t.\,0{,}00366}.$$

Il est important de remarquer que la chaleur dégagée par la compression, quoique très-différente pour les sons d'inégale intensité, n'a aucune influence sur la durée de la détente de chaque onde élémentaire, et par conséquent que la vitesse de propagation des sons reste indépendante de leur intensité : car, la compression étant très-petite, la quantité de chaleur est proportionnelle à la compression, la force élastique toujours proportionnelle aux chemins parcourus par les molécules, et par conséquent la durée de la détente indépendante de l'amplitude du mouvement élémentaire du corps vibrant.

Au moyen de la connaissance de la vitesse du son, on peut facilement déterminer la distance d'un corps lumineux qui est en même temps un centre d'ondes sonores; la profondeur d'un puits, en y faisant tomber un corps pesant, et mesurant le temps qui s'écoule entre l'instant du départ et celui de l'arrivée du son produit par la chute.

Nous ne devons pas omettre de faire observer que, si la température de toutes les couches de l'atmosphère était la même, la vitesse

du son resterait constante dans toutes les directions, puisque sa valeur, comme le montre la formule, est indépendante des variations de densité de l'air, quand l'état thermométrique ne change pas : cette indication de la théorie a été confirmée, pour des stations inégalement élevées au-dessus du niveau de la mer, par des expériences de MM. Stampfer et Myrbach, et par d'autres faites récemment (1844), par MM. Bravais et Martins, sur les flancs du mont Blanc. Comme les couches de l'atmosphère sont généralement d'autant plus froides qu'elles sont plus élevées, il en résulte que la vitesse du son décroît de bas en haut, et augmente de haut en bas; que, par conséquent, dans ces directions les ondes sonores ne conservent pas la forme sphérique.

399. *Intensité du son.* L'observation nous apprend que l'intensité du son augmente avec l'amplitude des vibrations du corps sonore, et, par conséquent, avec la vitesse d'oscillation des petites ondes élémentaires. En assimilant l'effet produit par les ondes sonores sur l'organe de l'ouïe au choc d'un fluide contre un obstacle fixe, l'intensité du son sera proportionnelle au carré de la vitesse des mouvements moléculaires, et par conséquent au carré de la vitesse moyenne des oscillations du corps sonore. Or, comme la vitesse moyenne d'une oscillation est proportionnelle à l'amplitude, il s'ensuit que l'intensité du son est proportionnelle au carré de l'amplitude.

400. *Variations de l'intensité du son par la distance au centre d'ébranlement.* La diminution d'intensité du son à mesure qu'on s'éloigne du corps sonore est une conséquence nécessaire du mode de propagation : car, lorsqu'on ébranle un point quelconque de l'atmosphère, le son se propage dans tous les sens; les ondes sonores enveloppent le point ébranlé, et sont terminées par des surfaces parallèles concentriques et également distantes. La masse de l'onde sonore croît donc avec une grande rapidité, à mesure qu'elle s'éloigne du centre d'ébranlement; et, par conséquent, l'amplitude des vibrations des molécules d'air doit diminuer en même temps.

Quand les distances sont très-grandes, on démontre par le calcul que les amplitudes de vibration des molécules d'air situées sur un même rayon sonore, c'est-à-dire sur la même ligne droite menée par le centre d'ébranlement, sont en raison inverse des distances au centre de mouvement. Il en résulte alors que l'intensité du son sur un même rayon sonore décroît proportionnellement au carré de la distance.

Mais, à la même distance de l'origine du mouvement, l'intensité du son n'est pas toujours la même dans toutes les directions, ou, en d'autres termes, l'intensité du son est variable sur les divers points de la surface d'une onde : ces différences dépendent nécessairement du mode d'ébranlement du corps sonore. Il suit de cette explication que, si des ondes se propageaient dans une masse d'air cylindrique suivant la direction de l'axe, l'intensité du son devrait rester constamment la même, attendu que les ondes aériennes auraient partout la même étendue. C'est ce qui existe en effet : car, d'après des expériences faites par M. Biot, l'intensité du son à l'extrémité d'un cylindre d'air de 951 mètres de longueur n'avait pas éprouvé d'altération appréciable.

Ces lois sont modifiées par les vents. Il résulte des expériences de Delaroche : 1° que le vent n'a point d'influence sensible sur les sons entendus à une petite distance ; 2° qu'à une grande distance le son s'entend moins bien dans une direction contraire à celle du vent que dans la direction même du vent, et que la différence augmente avec la distance ; 3° que la loi de décroissement de l'intensité du son est moins rapide dans la direction du vent qu'en sens contraire ; 4° que ce décroissement est moins rapide perpendiculairement à la direction du vent que dans sa direction. Ces faits sont encore sans explication. On croyait que le décroissement moins rapide de l'intensité du son dans la direction du vent provenait du transport des ondes ; mais cette influence doit être très-petite, attendu que la vitesse du vent le plus violent n'est que de 43 mètres environ par seconde, et, par conséquent, toujours très-petite par rapport à la vitesse du son.

C'est la direction des vitesses des molécules d'air qui nous fait juger de la direction du son, comme leur grandeur en détermine l'intensité.

401. *Variations de l'intensité du son par les changements de densité de l'air.* L'intensité du son varie dans le même sens que la densité de l'air dans le lieu où il s'est formé ; et on démontre par le calcul que, lorsque la température est supposée constante, l'intensité du son dans un lieu quelconque ne dépend que de la distance qu'il a parcourue et de la densité de la couche de l'atmosphère d'où il est parti ; de sorte que cette intensité est la même, dans tous les cas, que si l'atmosphère était homogène et d'une densité égale à celle de cette couche. Il suit de là, qu'au-dessus de la terre on doit entendre le son de la même manière qu'à la surface pour une même

distance du corps sonore ; tandis que le son partant des couches élevées de l'atmosphère est aussi faiblement entendu à la surface de la terre qu'il le serait dans cette couche, à distance égale : les variations de température n'altèrent pas sensiblement ce résultat.

402. *Accroissement nocturne de l'intensité du son.* Cet accroissement a été observé dès la plus haute antiquité. M. de Humboldt a constaté qu'il est plus grand dans les plaines que sur les plateaux élevés, sur les continents qu'en pleine mer. L'absence de ces milliers de bruits permanents et confus qui se produisent dans le jour doit nécessairement avoir souvent de l'influence sur le fait dont il s'agit. Mais, dans les grandes forêts de l'Orénoque, où le bourdonnement des insectes est beaucoup plus grand la nuit que le jour, et où la brise ne se fait sentir qu'après le coucher du soleil, l'accroissement nocturne du son ayant été bien constaté, ce phénomène dépend évidemment d'une tout autre cause. M. de Humboldt pense qu'il provient du défaut d'homogénéité de l'air dans le jour, occasionné par les courants d'air chaud qui s'élèvent du sol, et qui, en produisant de nombreuses réflexions du son, diminuent rapidement son intensité. On conçoit facilement d'après cela, pourquoi l'accroissement nocturne de l'intensité du son diminue avec l'échauffement du sol, avec son élévation, et pourquoi il est très-faible dans les grandes mers, où les variations diurnes de la température de l'air sont si petites.

403. *Longueur des ondes sonores.* Au moyen de la vitesse du son, il est facile de calculer la longueur des ondes sonores produites par des vibrations plus ou moins rapides. Par exemple, à la température de 15°, la vitesse du son étant de $337^{m},44$ par seconde, un corps qui ferait 100 vibrations dans le même temps produirait des ondes qui auraient $3^{m},37$ de longueur, et un corps qui effecturait 1000 vibrations par seconde donnerait des ondes de $0^{m},33$ de longueur.

404. *Réflexion du son.* Quand le son vient frapper un plan indéfini, la réflexion se fait comme celle de la lumière sur un miroir plan, c'est-à-dire que le son réfléchi est le même, pour la direction et l'intensité, que si l'ébranlement primitif avait lieu derrière le plan, à une distance égale à celle du véritable centre d'ébranlement en avant du plan (fig. 281). Mais quand la surface réfléchissante a une forme quelconque, pour déterminer la figure et la vitesse de l'onde réfléchie il faut considérer l'onde tout entière, et ce problème ne peut être résolu que dans quelques cas particuliers.

Nous rapporterons ici les résultats que Poisson a trouvés par l'analyse.

Lorsque le son part de l'un des foyers d'un ellipsoïde de révolution, il est réfléchi à la surface, et forme des ondes dont le centre est l'autre foyer, et qui s'en approchent toujours davantage. Les rayons de l'onde directe et de l'onde réfléchie qui aboutissent à un même point de la surface réfléchissante font donc des angles égaux avec la normale en ce point : ainsi on peut dire que l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion. Le calcul fait voir, de plus, que sur un même rayon réfléchi, l'intensité va en croissant à mesure qu'on s'approche du second foyer de l'ellipsoïde, de manière que, pour des points voisins de ce foyer, le son est beaucoup plus intense que le son direct. Quant à la vitesse du son réfléchi, elle est la même que celle du son direct. Lorsque le son part du foyer d'un paraboloïde de révolution, il est réfléchi parallèlement à l'axe : les ondes réfléchies sont planes, et perpendiculaires à l'axe. Enfin, quand le son est produit à l'un des foyers d'un hyperboloïde de révolution à deux nappes, c'est-à-dire dont l'axe de révolution est l'axe réel, la réflexion sur la surface concave qui enveloppe le centre d'ébranlement, ou sur la surface convexe de l'autre nappe, donne lieu à des ondes sphériques qui ont pour centre l'autre foyer. L'expérience confirme exactement ces résultats. Quoiqu'on n'ait point encore pu parvenir à résoudre par le calcul le problème de la réflexion contre une surface quelconque, il est hors de doute que les rayons sonores se réfléchissent toujours sous un angle égal à celui d'incidence.

C'est à la réflexion du son contre les montagnes et les édifices, qu'il faut attribuer les échos. Lorsqu'il revient à l'oreille après une seule réflexion, on n'en distingue qu'une seule répétition. Mais si les ondes sonores éprouvaient plusieurs réflexions, et que plusieurs ondes réfléchies vinssent rencontrer l'observateur, on distinguerait autant de répétitions du son primitif. Quand l'obstacle est très-éloigné, le son réfléchi arrive à l'oreille après le son primitif, et, suivant l'intervalle qui les sépare, l'écho répète un plus ou moins grand nombre de syllabes. Si l'obstacle est très-voisin, les sons réfléchis se confondent en partie avec les sons directs, les prolongent et les renforcent : c'est ce qui arrive dans un appartement vide.

405. *Propagation simultanée des ondes sonores.* Lorsque des sons partent en même temps de différents points de l'espace, ils ar-

rivent à l'oreille sans aucune altération : c'est ainsi, par exemple, que les sons qui proviennent des différents instruments d'un orchestre n'éprouvent, par leur simultanéité, aucune modification, et que chacun d'eux produit la même sensation que s'il existait seul. Il faut nécessairement conclure de là, que les ondes sonores aériennes se propagent ensemble sans se troubler, ni se confondre, ni s'altérer en aucune manière. Cette conséquence de l'observation est aussi un résultat de la théorie, et un cas particulier du principe de mécanique connu sous le nom de *principe de la coexistence des petites oscillations*, qui consiste en ce que : toutes les fois qu'un système quelconque est soumis à l'action simultanée de plusieurs forces qui ne lui impriment que des mouvements très-petits, les effets qui résulteraient des actions isolées de ces forces existent ensemble sans se troubler ni se confondre. Mais cette loi ne subsiste qu'autant que les mouvements que tendent à imprimer les forces sont très-petits : si une ou plusieurs d'entre elles dépassaient un certain degré d'énergie, la coexistence dont nous venons de parler n'existerait plus.

Dans la propagation simultanée des ondes sonores dans l'air, il se passe des phénomènes tout à fait analogues à ceux qui résultent de plusieurs ébranlements à la surface d'une masse liquide en repos. Tant que les ébranlements n'excèdent pas une certaine limite, on voit les ondes passer les unes sur les autres sans éprouver aucune déviation ; mais si les ébranlements sont violents, les ondes deviennent tumultueuses et se modifient mutuellement.

406. *Transmission du son à travers les gaz.* Tous les gaz, ainsi que les vapeurs, jouissent, comme nous l'avons vu, de la propriété de transmettre les sons. Mais la vitesse de propagation ne peut pas être déterminée directement par l'expérience, comme elle l'a été pour l'air : on est donc obligé de la déduire de certains phénomènes qui dépendent de la vitesse du son dans ces gaz. Nous verrons plus tard comment on peut l'obtenir en faisant résonner des tuyaux d'orgue ; maintenant nous nous bornerons à rapporter les vitesses déterminées par Dulong dans un mémoire sur lequel nous reviendrons bientôt.

Vitesse du son dans différents gaz à la température de 0°.

Air atmosphérique	333^{m}	par seconde.
Gaz oxygène	317,17	
Hydrogène	1269,5	
Acide carbonique	216,6	

Oxyde de carbone.....	337,4	par seconde.
Protoxyde d'azote.....	261,9	
Gaz oléfiant.....	314	

Nous n'avons point indiqué la pression à laquelle les gaz étaient soumis, parce que la vitesse de propagation est, comme dans l'air, proportionnelle à la racine carrée du rapport de la pression à la densité, et que, la densité étant en raison inverse de la pression pour tous les gaz, quand la température est constante, la vitesse ne dépend réellement que de la température.

La vitesse du son dans les différents gaz aurait pu se déduire de la formule générale de Laplace [398]; mais il aurait fallu pour cela, connaître le rapport des deux capacités calorifiques des gaz, capacités qui étaient inconnues, et qui n'ont pu être déterminées que par la comparaison de la vitesse réelle du son dans ces gaz à la vitesse donnée par la formule de Newton. Maintenant que ces capacités sont connues, la formule (b) du n° 398 peut être employée pour déterminer la vitesse du son dans un gaz quelconque, à une température donnée. Le rapport de c à c' étant le même pour les gaz simples, comme nous le verrons plus loin, il résulte de cette formule, que les vitesses de propagation du son suivent la raison inverse des racines carrées de leurs densités.

Quant à l'intensité du son, elle varie dans chaque gaz suivant les mêmes lois que dans l'air; et pour divers gaz, dans les mêmes circonstances, elle augmente avec la densité. C'est ce que l'on peut facilement vérifier en faisant résonner un même timbre dans une cloche renfermant successivement différents gaz. On ne peut pas déterminer par l'expérience la loi de ces intensités, parce que nous n'avons aucun moyen de mesurer numériquement l'intensité des sons.

407. *Transmission du son à travers les liquides.* Nous avons reconnu précédemment que les liquides propagent les sons; on démontre par le calcul que la vitesse de transmission ne dépend que de leur compressibilité. Laplace, en partant des expériences de Canton sur la compression de l'eau, avait trouvé que, la vitesse dans l'air étant prise pour unité, la vitesse du son dans l'eau de pluie était à peu près 4,5 et dans l'eau de mer 4,7.

408. D'après les expériences faites par MM. Colladon et Sturm, avec beaucoup de soin, dans le lac de Genève, sur une distance de 13487 mètres, le son parcourt 1435^{m} par seconde. La formule de Laplace donne 1421 mètres; la différence de ces résultats est assez petite pour qu'on doive l'attribuer aux erreurs inévitables des expé-

riences. Cette identité entre les résultats du calcul et ceux de l'observation, fait voir que dans les liquides la chaleur dégagée par la compression n'est pas sensible, puisqu'elle n'altère pas la vitesse de propagation du son. Ce dernier fait résulte d'ailleurs des expériences directes faites par les mêmes physiciens, expériences qui démontrent qu'une compression subite de 40 atmosphères n'élève pas sensiblement la température de l'eau; cette même pression produit cependant un petit accroissement de température dans l'alcool et dans l'éther. Une telle vérification permet alors de déterminer la vitesse du son dans tous les liquides dont on connaît la compressibilité.

La formule donnée par Laplace, pour les corps solides et liquides, est la suivante :

$$V = \sqrt{\left(\frac{Pkg}{DaS}\right)}.$$

D est la densité du liquide, k la longueur d'une colonne de ce liquide, dont la section est égale à S, qui se raccourcit de a sous un poids P; g représente toujours la pesanteur. Pour appliquer cette formule au cas dont il s'agit, il faut se souvenir, qu'une colonne d'eau, soumise à la pression d'une atmosphère, se raccourcit de 0,00005 de sa longueur; alors, si on prend une colonne d'eau de 1 mètre de longueur et de 1 centimètre de section, et le mètre pour unité de longueur, il faudra prendre 1000 kilogr. pour unité de poids, et on aura $P = 0{,}00103$, $k = 1^m$, $g = 9{,}8088$, $S = 0{,}0001$, $a = 0^m{,}00005$ et $D = 1$. On trouve alors $V = 1421^m$.

La formule précédente est souvent présentée sous la forme plus simple

$$V = \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}},$$

dans laquelle ε représente le coefficient d'élasticité, c'est-à-dire l'allongement ou le raccourcissement qu'un cylindre de la matière, ayant 1^m de longueur, éprouve par une traction ou une pression égale à son poids. Ces deux formules sont identiques ; car dans la première, le poids du cylindre étant kSD, on a la proportion

$$\frac{a}{k} : \varepsilon :: P : SD; \text{ d'où } a = \frac{\varepsilon Pk}{SD};$$

et, en substituant cette valeur de a dans la première formule, on trouve la seconde.

Les expériences que nous venons de citer ont été faites de la manière suivante : une cloche d'un assez gros calibre était suspendue

dans l'eau, à l'aide d'un bateau amarré par plusieurs ancres; à la distance de 13487 mètres se trouvait un autre bateau, retenu de la même manière dans une position fixe; c'était dans ce dernier que se plaçaient les observateurs. On produisait le son par le choc d'un marteau, dont l'extrémité du manche, qui sortait de l'eau, était garnie d'une lance à feu destinée à enflammer une petite masse de poudre à l'instant précis de la percussion. Les observateurs comptaient le temps écoulé entre l'apparition de la flamme et la perception du son, qu'ils écoutaient, l'oreille appliquée à l'ouverture d'un tuyau conique plongé en partie dans l'eau, inférieurement terminé par un large évasement dont l'embouchure était fermée par une plaque de tôle verticale : les vibrations sonores se communiquaient à celle-ci, puis à l'air du tube, et par son intermédiaire à l'oreille.

Les expériences ont donné lieu à plusieurs observations importantes que nous devons rapporter. Lorsqu'on fait résonner un corps situé dans une masse d'eau tranquille et un peu au-dessous de la surface, une personne placée hors de l'eau et à peu de distance entend très-bien le son produit dans l'eau; si elle s'éloigne en rasant la surface, elle remarque une diminution très-rapide dans l'intensité du son, et enfin à une distance de deux cents à trois cents mètres elle n'entend plus aucun bruit hors de l'eau, lors même que l'oreille serait placée très-près du liquide, quoiqu'à cette distance et à une distance beaucoup plus considérable le son dans l'eau soit très-distinct. Il paraît donc, que les rayons sonores qui viennent rencontrer la surface de l'eau sous un angle aigu, éprouvent une réflexion d'autant plus grande que l'angle est plus petit, et qui devient totale quand l'angle a atteint une certaine limite. Nous verrons plus tard dans la lumière une propriété semblable. MM. Colladon et Sturm ont aussi vérifié que l'agitation de l'eau ne changeait rien à la vitesse et à l'intensité du son dans le liquide, et que l'interposition d'un corps solide entre le point ébranlé et l'observateur avait une influence très-marquée sur l'intensité du son, effet qui n'a point lieu au même degré dans l'air.

409. ***Transmission du son à travers les corps solides.*** Les corps solides transmettent le son par des vibrations analogues à celles qui se manifestent dans l'air, mais avec une vitesse beaucoup plus considérable.

Les géomètres et les physiciens se sont occupés avec succès de la recherche des formules ou des procédés d'expérience pour l'évaluer.

Les premiers y sont parvenus en établissant, au moyen du calcul, des relations analytiques qui lient cette vitesse soit aux vibrations longitudinales, soit aux vibrations transversales, soit aux coefficients d'élasticité. Nous serions entraîné trop loin si nous voulions entrer dans l'exposé des considérations sur lesquelles ils ont fondé la résolution du problème ; mais il est aisé de faire comprendre la dépendance qui existe entre les vibrations longitudinales ou les transversales et la vitesse de propagation du son dont il est question.

Concevons en effet que l'on fasse vibrer longitudinalement une verge, un fil ou une plaque de matière solide ; que l'on détermine le son produit, le nombre de vibrations dans l'unité de temps et la distance entre deux nœuds consécutifs ; on sera alors en état de calculer la durée d'une seule vibration ; et comme cette durée est précisément le temps que le son met à se propager d'un nœud à l'autre, on en déduira l'espace qu'il parcourrait en 1″, c'est-à-dire sa vitesse. Dans le cas d'une lame, Poisson a trouvé la relation très-simple

$$v = \frac{2l}{n'}.$$

l étant la longueur de la lame, n' le nombre de vibrations longitudinales dans l'unité de temps, v la vitesse cherchée.

Si on éprouvait quelque difficulté à estimer le nombre des vibrations longitudinales ou si on voulait arriver à la solution par les vibrations transversales, qui sont plus faciles à compter, on le pourrait à l'aide des rapports que Poisson a trouvés entre le nombre n' de vibrations longitudinales et le nombre n de vibrations transversales qu'exécute, en rendant le son le plus grave dans chacun des modes, soit une verge parallélipipédique, soit une verge cylindrique, soit un fil ou une corde. Ces rapports sont : pour le cas d'une verge parallélipipédique rigide, de longueur l et d'épaisseur e, ou une lame

$$\frac{n}{n'} = 2{,}0561 \times \frac{e}{l}; \qquad [439]$$

pour le cas d'une verge cylindrique rigide de rayon R et de longueur l,

$$\frac{n}{n'} = 1{,}78063 \times \frac{R}{l}; \qquad [439]$$

pour le cas d'une corde de longueur l,

$$\frac{n}{n'} = \sqrt{\frac{a}{l}},$$

a étant l'allongement qu'elle éprouve sous le poids qui la tend.

Cette même vitesse est encore exprimée par la formule

$$v = \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}}.$$

due à Laplace et déjà citée [408].

Avant de donner les tableaux des résultats du calcul et de l'expérience relativement à la vitesse du son dans les corps solides, nous croyons devoir faire remarquer que cette vitesse est précisément celle de la transmission d'un mouvement quelconque dans le corps; alors si une barre très-longue était poussée ou tirée dans le sens de sa longueur, par une force dont l'action serait d'une plus courte durée que celle de la transmission du mouvement à l'extrémité de la barre, elle se comporterait comme si elle était fixe, et, par conséquent, elle se briserait si la force excédait la résistance à la rupture par écrasement ou par traction. On conçoit que cette considération doit être importante dans tous les cas où des mouvements périodiques rapides doivent être transmis à une grande distance.

En faisant des vibrations longitudinales un emploi qui sera mieux développé plus tard [439], Chladni a trouvé pour la vitesse du son dans les substances solides les nombres suivants :

Fanon de baleine.....	6 2/3	Bois d'acajou.....	14 2/6
Etain.....	7 1/2	Bois d'ébène.....	
Argent.....	9	Bois de charme....	
Bois de noyer.....	10 2/3	Bois d'orme.....	
Bois d'if.....		Bois d'aune.....	
Cuivre jaune.....		Bois de bouleau...	
Bois de chêne.....		Bois de tilleul....	»
Bois de prunier.....		Bois de cerisier....	
Tubes de pipes à tabac.	10 à 12	Bois de saule.....	16
Cuivre.....	12	Bois de pin.....	
Bois de poirier.....	12 à 13	Verre.....	16 2/3
Bois de hêtre rouge..		Fer ou acier.....	
Bois d'érable.....		Bois de sapin.....	16 2/3 à 18

l'unité étant la vitesse du son dans l'air.

La même détermination a été faite par Savart et M. Masson au moyen de la mesure des allongements; ils ont donné les rapports suivants :

SAVART.		M. MASSON.	
Cuivre.....	12,21	Zinc.....	11,85
Acier.....	15,22	Plomb.....	4,25
laiton.....	10,56	Etain.....	5,84
Fer.....	15,17	Verre en tubes.....	11,86
		Verre.....	16,28
		—	16,11
		—	15,39

M. Masson a ajouté que les coefficients d'élasticité calculés au moyen de la for-

mule de Laplace, donnée au n° 408, en y mettant pour v les valeurs ci-dessus, s'accordent assez exactement avec ceux que l'on obtient par les mesures directes des allongements.

Plus récemment, le docteur Wertheim, à la suite d'expériences nombreuses, pour le détail desquelles nous sommes obligé de renvoyer le lecteur aux *Annales de physique et de chimie*, troisième série, vol. XII, 1844, a donné entre autres résultats, pour les coefficients d'élasticité et les vitesses du son à $+15^0$ et à 20^0 dans des verges et des fils métalliques, les nombres inscrits ci-dessous :

M. Wertheim prend pour coefficients d'élasticité les nombres de kilogrammes par millimètre carré de section, qui seraient nécessaires pour doubler la longueur de la verge ou du fil, si les allongements non permanents étaient, jusqu'à cette limite, proportionnels aux charges.

	COEFFICIENTS D'ÉLASTICITÉ PAR			VITESSE DU SON PAR		
	les vibrations longitudinales.	les vibrations transversales.	les allongements.	les vibrations longitudinales.	les vibrations transversales.	les allongements.
Plomb coulé.....	1998	1985	1775	3,97	3,96	3,56
— étiré.....	2278	1781	1803	4,25	3,76	3,78
Étain coulé.....	4648	4172		7,46	7,07	
— étiré.....	4564	4148		7,40	7,08	
Or étiré.....	8599	8644	8131	6,42	6,44	6,24
Argent étiré.....	7576	7820	7357	8,03	8,19	7,94
Zinc distillé et coulé en sable.....	7536	6778		9,68	9,19	
Zinc étiré.....	9555	8793	8784	11,00	10,56	10,52
Cuivre étiré.....	12536	12513	12449	11,17	11,15	11,12
Platine ; fil moyen.....	17165	17153	17044	8,46	8,45	8.43
Fer étiré (Berry).	19903	18547	20869	15,11	14,58	15,47
Acier fondu, étiré.....	19823	18247	19549	15,11	14,49	15,00

Si l'on compare les vitesses du son obtenues par l'allongement à celles qui résultent des vibrations, on peut remarquer que ces dernières sont notablement supérieures, si ce n'est pour le fer et l'acier. Faut-il, avec M. Wertheim, voir dans cette différence une preuve que, dans les vibrations des corps solides, il y a assez de chaleur dégagée pour produire une augmentation prononcée de la vitesse du son, comme cela a lieu dans les gaz? faut-il aussi admettre avec lui, qu'à quelques exceptions près, les coefficients d'élasticité des métaux décroissent avec la température? Savart, dont l'opinion doit être d'un grand poids, ne reconnaissait point que l'élasticité variât sensiblement par des changements de température ; et, entre autres faits sur lesquels il se fondait, se trouve

celui-ci : un timbre, dans les circonstances ordinaires et à la chaleur rouge, rend exactement le même son. Il l'expliquait en disant que, si on est obligé de reconnaître que l'état thermométrique modifie les forces intermoléculaires, on conçoit qu'elles puissent changer de telle façon que la différence de leurs variations, quand les molécules sont dérangées par une cause quelconque, reste constante, et par suite l'élasticité.

M. Duhamel a introduit la considération des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants, dans un calcul destiné à établir une liaison entre la vitesse réelle v' et la vitesse théorique v du son dans les solides, et il a été conduit à la relation

$$v' = v\sqrt{\frac{K + 0,8}{1,8}},$$

dans laquelle K représente le rapport des deux chaleurs spécifiques.

Cette équation permet de calculer la valeur K pour les substances solides.

C'est ce que M. Wertheim a fait en se servant des vitesses du son trouvées par ses expériences sur les métaux et les alliages. Divisant ensuite leurs chaleurs spécifiques sous pression constante, qui sont connues, par les valeurs de K, il a eu pour quotient les chaleurs spécifiques sous volume constant. Ayant multiplié ces dernières par les poids atomiques des métaux, les produits lui ont présenté de si grandes différences, qu'il faut en conclure que les vitesses du son dans les métaux n'ont pas encore été obtenues avec assez d'exactitude pour servir à la correction de leurs poids atomiques [637].

Si M. Wertheim n'a point réussi à mettre hors de toute contestation l'influence de la chaleur sur l'élasticité, il paraît avoir été plus heureux en montrant qu'elle est diminuée dans les fils métalliques par le passage d'un courant électrique énergique : il a reconnu, en effet, qu'aussitôt qu'on interrompt ce courant dans un fil qui vibrait longitudinalement, le son monte subitement, et cela dans des circonstances où ce phénomène ne pouvait être attribué qu'à une action propre de l'électricité, indépendante du changement insensible de température qu'elle produisait dans le fil.

Récemment Peltier a attiré l'attention sur une diminution très-notable de ténacité observée dans des fils de paratonnnerre, et qu'il attribue aux courants électriques.

§ 2. *Perception et comparaison des sons.*

410. *Qualités des sons.* Dans la perception d'un son isolé il faut distinguer la *durée*, l'*intensité*, le *timbre*, et le degré d'*acuité* ou de *gravité*.

411. La durée d'un son est égale à la durée totale des vibrations du corps sonore, puisque la première et la dernière onde sonore restent le même temps pour arriver à l'organe de l'ouïe. La longueur de la série des ondes sonores est évidemment égale à l'espace parcouru par le son pendant la durée totale du mouvement vibratoire.

412. L'intensité du son dans le lieu même de sa production dépend de l'amplitude des vibrations du corps sonore; à une distance quelconque, elle dépend de l'amplitude des vibrations des ondes élémentaires qui y arrivent; et dans tous les cas elle est proportionnelle au carré de cette amplitude. Cette amplitude reste constante, comme nous l'avons dit, lorsque les ondes sonores se propagent dans un espace cylindrique; mais, dans un espace libre, elle diminue en raison de la distance au centre d'ébranlement.

413. La gravité et l'acuité des sons résultent uniquement de la vitesse des vibrations : car, si l'on tend une corde métallique par ses deux extrémités, et qu'on la fasse vibrer en promenant sur elle un archet, ou en la pinçant, on remarque que le son devient plus aigu à mesure que la longueur de la corde diminue, et qu'en même temps les vibrations deviennent plus rapides.

414. Le timbre est la qualité donnée au son par la nature du corps sonore, ou des corps environnants qui sont mis en vibration par lui. C'est par le timbre que les sons de même intensité et de même acuité, rendus par divers instruments, diffèrent les uns des autres. Il est probable que le timbre provient des sons secondaires qui accompagnent toujours le son principal rendu par un corps quelconque, et en outre, dans un grand nombre de cas, des vibrations des corps en contact.

415. *Périodes musicales.* On sait qu'on emploie en musique des périodes désignées sous le nom de *gammes;* chacune de ces périodes est formée de sept sons d'une acuité croissante, qui ont reçu les noms de *ut, ré, mi, fa, sol, la, si.* Chaque son résonnant avec un autre de même nom, et d'une autre période, se confond avec lui. Un son est dit la *tierce*, la *quarte*, la *quinte*, l'*octave*, d'un autre, lorsqu'il est le troisième, le quatrième, le cinquième, le huitième, à partir du premier, dans l'échelle harmonique.

Les sons coexistants qui flattent l'oreille, ont reçu le nom d'*accords;* ceux qui produisent une sensation pénible, celui de *discordance.* Les accords les plus agréables à l'oreille sont l'octave, la tierce et la quinte.

416. *Détermination du rapport des nombres de vibrations des corps correspondants à différents sons.* On peut employer un grand nombre de moyens différents pour déterminer les rapports des vitesses de vibrations des corps qui rendent les sons de la gamme. Le plus simple est le suivant. Soit AB (fig. 281 A) une corde de boyau ou de métal tendue par ses deux extrémités; le cal-

cul démontre que si cette corde est cylindrique, homogène, et reste soumise à la même tension, elle produit, de quelque manière qu'on la mette en mouvement, des vibrations dont les vitesses sont en raison inverse de sa longueur. Supposons le son le plus grave obtenu, et cherchons, en raccourcissant graduellement la corde, à produire successivement les notes de la gamme; si nous mesurons les longueurs correspondantes, et si nous représentons par 1 celle qui donne le son le plus grave, on trouve entre elles et les vitesses de vibrations, les rapports inscrits au petit tableau suivant :

Désignation des sons en allemand et en anglais	C	D	E	F	G	A	H	C
Noms français	*ut*	*ré*	*mi*	*fa*	*sol*	*la*	*si*	*ut*
Longueur des cordes correspondantes	1	8/9	4/5	3/4	2/3	3/5	8/15	1/2
Nombre des vibrations dans le même temps	1	9/8	5/4	4/3	3/2	5/3	15/8	2

Les mêmes relations se reproduisent dans les octaves suivantes, et, par conséquent, les nombres des vibrations exécutées dans le même temps sont exprimées au moyen de ceux de la première octave multipliés par une puissance de 2 égale au rang de l'octave diminué d'une unité.

Désormais nous représenterons les sons par les nombres relatifs de vibrations qu'exécutent, dans le même temps, les corps qui les produisent. On peut alors trouver facilement la valeur numérique d'un son, quand on connaît l'octave à laquelle il appartient et son rang dans cette octave : par exemple, le sol de la quatrième octave, que nous désignerons par sol_4, est représenté par $3/2 \times 2^3 = 12$. Et réciproquement, connaissant le nombre qui représente un son, on peut trouver son nom et son octave. Soit, par exemple, le son 20 : en le divisant par 2 autant de fois qu'il est possible, on trouve successivement 10, 5, 5/2 et 5/4. Ainsi, le son correspondant est le *mi* de la quatrième octave, mi_4.

417. *Détermination du nombre de vibrations exécutées par un corps sonore dans un temps donné.* Il faut remarquer que les nombres par lesquels nous sommes convenus de représenter les sons, n'indiquent que les nombres relatifs de vibrations faites dans le même temps. Si on voulait avoir les nombres absolus, on pourrait s'y prendre de la manière suivante. On tendrait une corde assez longue pour que les vibrations pussent se voir et se compter, et en raccourcissant suffisamment la corde, sans changer sa tension,

on lui ferait rendre un son de l'échelle harmonique ; le nombre des vibrations serait égal au premier, multiplié par le rapport inverse des longueurs de la corde. Ayant ainsi un terme de la série, les nombres précédents conduiraient facilement à la détermination de tous les autres. Nous indiquerons plus tard d'autres moyens pour évaluer les nombres absolus de vibrations; mais nous allons décrire le plus exact de tous, l'emploi de la *syrène*, instrument des plus ingénieux inventé par M. Cagnard-Latour. Elle est représentée fig. 282. AB est un tambour métallique fixe, percé dans sa base supérieure d'une rangée circulaire de petits orifices égaux et équidistants. Sur le point milieu de cette base s'appuie une tige d'acier qui, par le bout opposé, traverse la tringle EF, et doit pouvoir tourner sur elle-même avec une extrême mobilité. A la tige est soudé, parallèlement à la face supérieure du tambour, et à une très-petite distance, un disque GH, qu'elle entraîne dans sa rotation et dans lequel sont pratiqués obliquement de petits trous en nombre égal à ceux du tambour et à la même distance du centre : X et Y sont des cadrans aux aiguilles desquels la tige communique son mouvement au moyen d'une vis sans fin, de pignons et de roues dentées : l'un marque les nombres de tours, et l'autre, les centaines de tours. Deux boutons qu'il suffit de presser servent à embrayer ou débrayer la vis presque instantanément, et, par suite à faire mouvoir ou à arrêter les aiguilles au moment où on le désire. CD est un tuyau ajusté au tambour, et qui sert à y amener le vent d'une soufflerie. Supposons qu'on en puisse à volonté augmenter ou diminuer la vitesse par degrés insensibles et aussi la maintenir constante, au moins pendant quelques dizaines de secondes; l'air condensé dans le tambour s'échappe, partie par le petit intervalle qui règne entre sa face supérieure et le plateau mobile GH, partie par les orifices de ce dernier. A raison de leur obliquité, le courant exerce une réaction qui imprime au disque GH et à l'axe une rotation d'autant plus rapide, que l'air est animé d'une plus grande vitesse. Or, pendant ce mouvement, il arrive que la sortie du gaz par les orifices du plateau mobile est périodiquement interceptée, à chaque instant où ils répondent aux espaces pleins qui séparent les trous du tambour. De là des pulsations isochrones qui se propagent dans l'air ambiant, comme les vibrations d'un corps solide, et produisent un son dont la gravité ou l'acuité dépend de leur nombre. Ce son serait encore exactement le même, mais seulement plus faible, si le plateau supérieur, au lieu de plusieurs orifices, n'en avait qu'un seul.

Pour déterminer à l'aide de cet instrument le nombre des vibrations correspondant à un son donné, il faut faire varier par tâtonnements la vitesse du vent, jusqu'à ce qu'on ait obtenu l'unisson, et la maintenir alors constante pendant tout le temps possible; presser simultanément le bouton d'un bon chronomètre et celui de la syrène qui fait embrayer la vis sans fin, puis, au bout d'une demi-minute ou plus, si l'unisson se soutient, pousser en même temps encore les boutons d'arrêt des deux instruments : on lira sur les cadrans le nombre de révolutions et fractions de révolution, et leur durée totale; en multipliant ce nombre par celui des trous de l'un des plateaux, et divisant le produit par la durée estimée en secondes, on saura combien la syrène a donné de pulsations par seconde : c'est précisément le nombre de vibrations correspondant au son donné.

On a trouvé par ce moyen que l'*ut* le plus grave du piano et du violoncelle est d'environ 128 vibrations, et on en a déduit que les limites extrêmes de la voix des hommes répondent à 192 et 633 vibrations par seconde, et pour celle des femmes à 576 et 1620.

Dans la syrène, les différents gaz produisent les mêmes sons, pourvu que la vitesse de rotation soit la même; car la nature de ces sons ne dépend que du nombre des intermittences de l'écoulement dans un temps donné. La même chose aurait lieu encore si, au lieu d'un courant de gaz, on employait un courant de liquide, et quand même la syrène serait entièrement immergée. C'est à cette circonstance qu'elle doit son nom, ainsi qu'au timbre agréable et à la douceur de ses sons, que l'on peut moduler d'une manière fort variée en pressant plus ou moins sur la tête de l'axe, pour diminuer ou augmenter l'intervalle qui sépare le plateau mobile de la base du tambour, et par lequel s'échappe une lame d'air. Le timbre est influencé aussi par la grandeur et la forme des orifices; mais on sait peu de choses sur ce point. Nous terminerons ce qui a rapport à la syrène, en faisant remarquer que chaque ouverture ou fermeture de l'un des trous ne répond qu'à 1/2 oscillation d'une corde vibrante.

418. *Conventions faites en musique.* Pour plus de facilité dans la pratique, on est convenu de désigner par des noms particuliers l'intervalle qui sépare deux sons successifs de la gamme : ce mot *intervalle* doit être appliqué à la quantité dont le son s'élève ou s'abaisse, ou, plus exactement, au rapport des nombres de leurs vibrations dans le même temps. Nous joignons ci-après le tableau des noms et des valeurs des intervalles consécutifs de la gamme

INTERVALLES successifs DE LA GAMME.	RAPPORTS de LEURS VIBRATIONS.	DÉNOMINATION de CES INTERVALLES.
Ré à *Ut*	9/8	Ton majeur.
Mi à *Ré*	10/9	Ton mineur.
Fa à *Mi*	16/15	Semi-ton majeur.
Sol à *Fa*	9/8	Ton majeur.
La à *Sol*	10/9	Ton mineur.
Si à *La*	9/8	Ton majeur.
Ut à *Si*	16/15	Semi-ton majeur.

Ainsi, dans la gamme naturelle que nous avons considérée, en faisant abstraction de la différence qui existe entre les tons et les semi-tons majeurs ou mineurs, il y a deux semi-tons placés, le premier entre la troisième et la quatrième note; l'autre, entre la septième et la huitième. Tous les autres intervalles sont des tons entiers, majeurs ou mineurs.

Si, au lieu de commencer la gamme par *ut*, on voulait la commencer par toute autre note, il faudrait nécessairement que les intervalles successifs fussent, comme dans la gamme en *ut*, d'abord de deux tons, puis d'un demi-ton, puis de trois, et enfin d'un demi-ton. Cette condition ne se trouvant jamais remplie, on a été obligé d'intercaler entre les sons de la gamme naturelle d'autres sons intermédiaires, qui permettent de satisfaire à la condition dont nous venons de parler. Ces sons intermédiaires portent le nom de la note inférieure, suivi du mot *dièse*, ou de la note supérieure, suivi du mot *bémol*. Un son diésé est élevé dans l'échelle harmonique, de manière que la rapidité des vibrations est augmentée dans le rapport de 24 à 25; un son bémolisé est abaissé dans le rapport de 25 à 24. Ainsi on obtiendra la vitesse des vibrations d'une note diésée en multipliant celle de cette note par $\frac{25}{24}$; et de même, l'expression de la vitesse des vibrations d'une note bémolisée sera égale à celle de la note fondamentale multipliée par $\frac{24}{25}$.

Il résulte de là qu'entre toutes les notes de la gamme naturelle en *ut* il y a deux sons intermédiaires, la note inférieure diésée et la note supérieure bémolisée. Ces deux sons intermédiaires diffèrent, mais de très-peu, et dans les instruments à sons fixes on les confond. Une note diésée se désigne par le signe ♯ et une note bémolisée par le signe ♭, placés en avant. Il est maintenant facile de montrer qu'au moyen des dièses et des bémols on peut commencer une gamme par une note quelconque : car, en faisant abstraction de la différence qui existe entre les tons et les demi-tons majeurs ou mineurs, on peut regarder les dièses et les bémols comme haussant ou baissant la note d'un demi-ton. La gamme qui commencerait par *mi* serait :

	Mi	*Fa*	*Sol*	*La*	*Si*	*Ut*	*Ré*	*Mi*
Intervalles	1/2	1	1	1	1/2	1	1;	

et en diésant le *fa*, le *sol*, l'*ut* et le *ré*, elle deviendra :

	Mi	*Fa*♯	*Sol*♯	*La*	*Si*	*Ut*♯	*Ré*♯	*Mi*
Intervalles	1	1	1/2	1	1	1	1/2;	

ce qui est la succession des intervalles de la gamme naturelle.

Toutes les différentes gammes, quoique formées par une succession parfaitement égale de tons et de demi-tons, ne sont point identiques, parce que les tons et les demi-tons majeurs ou mineurs ne se succèdent pas dans le même ordre : aussi elles produisent sur nos organes des impressions différentes. Les gammes dont nous venons de parler se désignent par le mot de *ton*, et les tons se distinguent par la note qui commence la gamme.

Indépendamment du mode de gammes dont nous venons de parler, il en existe encore un autre, dans lequel les intervalles de tons et de demi-tons se succèdent dans un autre ordre. Le premier mode porte le nom de *mode majeur*, le dernier celui de *mode mineur*. La nature de cet ouvrage ne nous permet pas d'entrer dans plus de détails à ce sujet.

Parmi les sons simultanés, ceux qui flattent le plus l'oreille sont, comme nous l'avons déjà dit, l'octave, la tierce et la quinte. Ainsi, par exemple, si un instrument rend le son *ut*, ses différentes octaves, ainsi que *mi* et *sol*, en résonnant avec lui, produiront un effet très-agréable à l'oreille. En désignant par 1 le son fondamental, la tierce est représentée par 5/4, et la quinte par 3/2. Pour certains sons de la gamme, la tierce et la quinte n'ont pas

exactement ces valeurs; on les distingue, en désignant les tierces sous les noms de *majeures*, ou de *mineures*, et les quintes sous ceux de *justes* ou de *diminuées*.

419. *Sons harmoniques.* Lorsqu'une corde est mise en vibration, et qu'elle produit un son grave et soutenu, une oreille attentive distingue facilement, outre le son fondamental, deux autres sons plus aigus, l'octave de la quinte et la double octave de la tierce. Par exemple, si le son fondamental est *ut*, on entend très-nettement sol_2 et mi_3; une oreille exercée reconnaît même encore les deux octaves de *ut*, ou ut_2 et ut_3. Or, en représentant le son fondamental par 1, la tierce sera 5/4, sa double octave 5, la quinte 3/2, et l'octave 1; enfin, les deux octaves du son fondamental seront 2 et 4 : on distingue donc les sons 1, 2, 3, 4, 5. Il est infiniment probable que la corde rend tous les autres sons représentés par la suite de la série des nombres naturels 6, 7, 8, 9, 10, etc., mais que ces derniers restent inappréciables à nos organes, à cause de leur peu d'intensité. On ne peut expliquer la production de ces sons nommés harmoniques, qu'en admettant que la corde se sous-divise d'elle-même en même temps en 2, 3, 4, 5, etc., parties égales, et que toutes ces fractions différentes de la corde vibrent ensemble sans se troubler ni se confondre (fig. 284). La possibilité de la coexistence de ces vibrations se conçoit aisément, d'après ce que nous avons dit sur la propagation des ondes sonores.

La réalité de la sous-division d'une corde en parties égales entre elles, vibrant isolément, peut se démontrer par l'expérience suivante. Si on divise la corde vibrante AB (fig. 283) en deux parties inégales AC et CB, par un chevalet mobile *m* qui s'appuie peu sur elle, et de manière que BC soit un multiple quelconque de AC, quatre fois plus grand par exemple, en promenant un archet sur AC, la corde BC se divise d'elle-même en quatre parties égales qui vibrent séparément. Pour rendre sensible cette division, il faut mettre sur la corde de petits chevalets de papier de différentes couleurs, les uns aux points de division, les autres dans les points intermédiaires : aussitôt que CB entre en vibration, ces derniers sont projetés à une assez grande distance, et les autres restent immobiles. Cette expérience curieuse est due à Sauveur. On peut encore rendre sensible à l'œil les subdivisions d'une corde en parties qui vibrent à l'unisson, au moyen d'une corde en soie blanche tendue sur un sonomètre ayant un fond noir. Si on la touche légèrement avec le doigt au milieu, au tiers, au quart, etc., de sa lon-

gueur, et qu'on fasse vibrer avec un archet la plus petite ou la plus grande partie, on voit très-nettement les divisions en différentes parties égales.

La division d'une corde et les vibrations de ses parties peuvent être observées en faisant vibrer près d'elle une autre dont le son soit un de ses harmoniques. Les vibrations, propagées par l'air, se communiquent à celle qui est en repos; mais comme cette cause motrice est très-faible, il faut nécessairement que la corde puisse prendre un mouvement qui s'accorde périodiquement avec le retour des vibrations de l'air qui la frappe, afin que tous les chocs successifs conspirent à produire le même effet : c'est ce qui arrive toutes les fois que la longueur de cette corde est un multiple ou un sous-multiple entier de la première, les deux cordes étant de même nature et également tendues, ou, en général, lorsque le rapport des vitesses des vibrations des deux cordes est un nombre entier.

Ces expériences ne prouvent pas cependant que la corde se divise simultanément en 2, 3, 4, etc., parties égales, et que toutes ces fractions de la corde vibrent ensemble; mais on peut rendre ces divisions sensibles en plaçant un œil sur le prolongement de la corde pendant qu'elle vibre. On voit alors distinctement, pour peu qu'elle soit longue, qu'elle s'infléchit de manière à se diviser en deux et en trois parties vibrantes, en même temps qu'elle se courbe dans toute sa longueur pour produire le son fondamental.

La cause de la production des sons harmoniques dans une corde a beaucoup occupé les géomètres. Daniel Bernouilli avait remarqué que l'ordonnée variable d'un point quelconque de la corde vibrante peut être décomposée en un nombre infini de termes dont chacun correspondrait, s'il était seul, à un son particulier, et il admettait que cette décomposition s'effectue et que chaque point donne réellement tous les sons qui correspondent à la série des nombres 1, 2, 3, 4, etc., les seuls que la corde puisse rendre. Lagrange pensait que le son produit dépend du mouvement absolu, et non des divers mouvements dans lesquels on peut le décomposer. M. Duhamel partage l'opinion de Lagrange : il croit que, suivant la nature de la cause qui fait vibrer une corde, celle-ci peut rendre seulement le son fondamental ou un seul des harmoniques. S'étant proposé de déterminer par l'analyse le mouvement absolu de chacun des points d'une corde mise en mouvement par la réunion des causes qui produiraient séparément un nombre quelconque des sons 1, 2, 3, 4, etc., il est

parvenu à ce résultat, qui n'avait point encore été indiqué : *La corde peut être considérée comme partagée en parties inégales, dont les rapports dépendent des causes données, et telles que tous les points d'une même partie exécutent le même nombre de vibrations dans le même temps. Ces nombres varient d'une partie à l'autre, et correspondent aux sons particuliers qui pourraient être produits séparément par les diverses causes. Les nombres relatifs à plusieurs de ces sons pourraient manquer; mais aucun autre ne peut s'introduire.* M. Duhamel ajoute : « Pour vérifier par l'expérience cette indication de l'analyse, je me suis servi d'un appareil très-simple et en même temps très-précis, au moyen duquel je détermine le rapport du nombre des vibrations exécutées par deux points dans le même temps. J'ai fait vibrer la grosse corde d'une basse de manière à rendre à la fois le son fondamental et son octave, et j'ai choisi deux points dans les parties où l'analyse annonçait que devaient se produire les deux sons; plusieurs expériences où les deux sons s'entendaient distinctement ont donné, avec une grande précision, le rapport de 2 : 1, comme cela devait être. Mais il faut remarquer qu'on peut quelquefois se méprendre, et croire qu'on entend alors deux sons qui n'ont lieu que successivement et à un petit intervalle. Dans ce cas on trouve un nombre de vibrations exactement égal pour les deux points.

« Ces expériences réussissent beaucoup plus facilement sur des plaques métalliques. J'en ai fait un grand nombre sur une plaque carrée. J'ai produit successivement, et ensuite simultanément, les deux ébranlements par lesquels les lignes nodales sont respectivement les deux diagonales et les deux parallèles aux côtés, menées par le centre du carré. Dans le dernier cas, on entend les deux sons; les lignes nodales n'existent plus, comme l'avait fait voir M. Savart, et cela arrive de la même manière que pour les nœuds dans le cas d'une corde. Si l'on prend deux points sur les lignes nodales, relatives à chacun des sons, soit à une certaine distance de ces lignes, on trouve que le rapport des nombres absolus de vibrations qu'ils exécutent dans le même temps est précisément celui qui correspond aux deux sons entendus : d'où il suit que la plaque est partagée en parties, dans chacune desquelles se produit uniquement l'un des deux sons.

« De ces expériences, et de quelques autres, je crois pouvoir déduire la proposition suivante :

« *Lorsqu'une surface vibrante fait entendre à la fois plusieurs sons*

qu'elle pourrait produire isolément, elle se partage en un certain nombre limité de parties, dans chacune desquelles règne un seul des sons entendus. On est alors dans les mêmes circonstances que si ces divers sons étaient produits par des surfaces séparées, ou des instruments différents, auquel cas leur coexistence était admise sans difficulté. » (*Comptes rendus des séances de l'Académie des sciences*, t. x.)

Dans un autre mémoire, relatif à l'action de l'archet sur les cordes, M. Duhamel a démontré que le son rendu par une corde au moyen de l'archet est le même que celui qu'on obtient en la pinçant, et que si l'archet, animé d'une vitesse toujours supérieure à celle de la corde, continue à se mouvoir indéfiniment, la corde finira par s'arrêter dans la position d'équilibre autour de laquelle elle oscillait. Ce dernier résultat de l'analyse a été vérifié au moyen d'une sorte d'archet circulaire formé d'une roue polie et frottée de colophane; la corde a commencé par faire entendre fortement le son fondamental, qui a diminué peu à peu d'intensité avec le mouvement, et au bout de quelques instants la corde s'est trouvée sensiblement immobile et sans résonnance, tandis que la roue continuait de tourner avec vitesse; seulement on entendait une sorte de grincement qui n'avait aucun rapport avec les sons que pouvait rendre la corde par des vibrations transversales.

420. *Effets produits par la coexistence de plusieurs sons.* La simultanéité des sons occasionne souvent un phénomène très-remarquable, observé pour la première fois par le célèbre musicien Tartini, et qui consiste dans la production d'un nouveau son plus grave que chacun d'eux. Pour concevoir cette particularité, il faut se souvenir qu'un son est produit par une suite de battements réguliers, dont la rapidité détermine le degré d'acuité. D'après cette définition, il est facile de voir que, toutes les fois que deux sons existeront ensemble, les deux séries de battements qui en résulteront coïncideront à de certaines époques aussi périodiques; de sorte qu'il se formera une série de battements doubles, qui se succéderont après des intervalles égaux, mais plus grands que ceux des battements simples des deux séries primitives. La sensation produite par ces battements doubles sera un son continu, s'ils se succèdent avec assez de rapidité; dans le cas contraire, l'organe aura la sensation de chacun d'eux individuellement, et il ne se formera point de son continu. On peut vérifier ce que nous venons de dire, sur l'orgue et tous les instruments dont le son est longtemps prolongé. En fai-

sant résonner, par exemple, sol_2 et ut_3, on entend très-distinctement ut_1; mais si les deux notes simultanées sont trop graves ou trop rapprochées, la suite des battements doubles produit un effet analogue au roulement d'un tambour. Il est facile de déterminer le son résultant de la coexistence de deux autres. Par exemple, si on fait résonner ensemble sol_2 et ut_3, le premier son étant représenté par 3 et le second par 4, le premier fera trois battements pendant que le second en fera quatre : par conséquent, les 1er, 3e, 6e, 9e, etc., battements du premier, coïncideront avec les 1er, 4e, 8e, 12e, etc., battements du second. Les battements doubles résultant de ces coïncidences seront donc trois fois plus lents que ceux de sol_2, ou quatre fois plus que ceux de ut_3 : par conséquent, le son résultant sera représenté 3/3 ou par 4/4, ou par 1, qui est la valeur de ut_1.

Ce phénomène explique pourquoi l'oreille juge de l'unisson avec une si grande précision : car, lorsque deux sons diffèrent peu, les battements doubles produisent un roulement d'autant plus lent que les sons diffèrent moins, et qui disparaît subitement à l'unisson.

On serait tenté de croire, d'après ce que nous avons dit de la nature du son, que si deux molécules vibrantes voisines donnaient naissance à des ondes sonores de même longueur et de telle façon que les battements de l'un des deux sons correspondissent aux intervalles des battements de l'autre, on devrait entendre un troisième son à l'octave des deux premiers. Il n'en est pas ainsi : les sons produits se propagent sans se modifier.

Nous avons indiqué précédemment deux moyens pour obtenir les nombres absolus de vibrations des sons : les cordes et la syrène. Le fait que nous venons de constater en offre un nouveau assez exact. En effet, plaçons sur une soufflerie deux tuyaux d'orgue rendant deux sons très-voisins, tels que *mi* et *mi* ♭; en les faisant parler ensemble, les battements seront assez espacés pour être comptés. Supposons, par exemple, qu'il s'en fasse trois par seconde : le rapport des vibrations des sons *mi* et *mi* ♭ étant celui des nombres 24 et 25 [418], les coïncidences auront lieu dans des périodes composées de 25 vibrations du premier, et de 24 du second : donc les battements seront vingt-cinq fois plus lents que les vibrations de *mi*; par conséquent, puisqu'il se fait trois battements par seconde, dans le même temps le son *mi* fera soixante-quinze vibrations.

421. *Tempérament.* Si nous imaginons un instrument à sons fixes, tel qu'un piano ou une harpe, qui rende exactement tous les

sons de la gamme, ainsi que les dièses et les bémols intermédiaires, cet instrument donnera exactement toutes les octaves de chaque note; mais on ne pourra pas y trouver toutes les tierces et toutes les quintes justes : car il faudrait, pour obtenir les tierces justes, qu'en partant d'une note quelconque, et en multipliant le nombre de ses vibrations successivement par 5/4, les nombres obtenus coïncidassent exactement avec les nombres de vibrations des sons de l'échelle harmonique; et, pour y rencontrer toutes les quintes, il faudrait également, qu'en multipliant le nombre des vibrations d'un son successivement par 3/2, qui représente le rapport des vibrations de la quinte avec le son fondamental, on ne trouvât que des nombres déjà existants dans l'échelle harmonique : ce qui n'arrive pas.

Pour obvier à cet inconvénient, on emploie différentes méthodes, qu'on désigne sous le nom de *tempéraments*. La plus simple et la plus exacte consiste à diviser la gamme en douze demi-tons moyens égaux, et à faire coïncider chaque son avec le semi-ton le plus voisin. Par cette méthode, il n'y a qu'une seule note intercalaire, les dièses se confondent avec les bémols; mais l'erreur, se trouvant à peu près également répartie sur toutes les notes, devient insensible pour l'oreille. Pour obtenir ce semi-ton moyen, il faut remarquer que le nombre qui le représente, étant multiplié onze fois par lui-même, donne l'octave du son fondamental, c'est-à-dire 2, puisqu'il y a douze semi-tons dans l'octave. Ainsi, le nombre cherché sera égal à la racine douzième de 2, c'est-à-dire à 1,059463. Le tableau suivant représente alors les nombres de vibrations et les longueurs des cordes de la gamme moyenne.

	Nombre de vibrations de la gamme moyenne.	Longueur des cordes.
Ut	1,000000	1,000000
Ut ♯ ou *Ré* ♭	1,059463	0,943874
Ré	1,122462	0,890899
Ré ♯ ou *Mi* ♭	1,189207	0,840896
Mi	1,125992	0,793701
Fa	1,334840	0,749154
Fa ♯ ou *Sol* ♭	1,414213	0,707107
Sol	1,498306	0,667420
Sol ♯ ou *La* ♭	1,587400	0,629961
La	1,681793	0,594604

	Nombre de vibrations de la gamme moyenne.	Longueur des cordes.
La ♯ ou *Si* ♭. . .	1,781796.	0,561230
Si.	1,887745.	0,529730
Ut.	2,000000.	0,500000

La tierce moyenne est de 1,125992; elle diffère peu de la tierce majeure, qui est 5/4 ou 1,125; la quinte moyenne est de 1,587400, tandis que la quinte majeure est de 5/2 ou 1,50.

On emploie aussi un autre mode de tempérament, mais moins avantageux, dans lequel on fait porter les erreurs sur des intervalles dont on se sert rarement.

Le tempérament n'est applicable qu'aux instruments à sons fixes, tels que l'orgue, la harpe, le piano : car les instruments qui peuvent passer d'une manière continue d'un son à un autre, tels que le violon, la basse, la voix humaine, peuvent toujours rendre exactement une note quelconque; cependant ces instruments doivent nécessairement tempérer lorsqu'ils jouent avec des instruments à sons fixes, car autrement leur justesse produirait une discordance désagréable.

§ 3. *Vibrations des colonnes d'air renfermées dans les tuyaux.*

422. Dans les instruments à vent, c'est uniquement la colonne d'air renfermée dans les parois solides qui entre en vibration, du moins quand le tuyau est assez épais. C'est ce que l'on peut facilement démontrer au moyen de la soufflerie (fig. 285), en substituant à un tuyau un autre de même forme, mais de toute autre substance : le son produit reste toujours le même sous le rapport de l'acuité. Ainsi, qu'un tuyau soit en bois, en métal, en carton, peu importe : si sa forme ne change pas, dans les mêmes circonstances il produira toujours le même son. Le tuyau doit cependant avoir une épaisseur assez considérable, car lorsqu'elle est très-faible, le son s'abaisse; le son produit dans un tuyau de papier est beaucoup plus bas que celui qui est produit dans un tuyau de mêmes dimensions en carton épais. Le timbre du son dépend probablement d'une faible vibration de l'enveloppe.

423. *Mode d'ébranlement.* Pour produire des vibrations sonores dans une colonne d'air, il suffit d'exciter à une de ses extrémités une succession rapide de condensations et de dilatations alternatives; ces mouvements se transmettent de proche en proche à toute la colonne d'air. On emploie dans les instruments à vent deux modes dif-

férents d'ébranlement. Le premier consiste à faire arriver à l'extrémité de l'instrument une lame d'air très-rapide contre un obstacle taillé en biseau aigu : c'est ainsi que l'on fait résonner une clef forée, un sifflet, une flûte. Le second mode d'ébranlement consiste à faire arriver une lame d'air dans un canal étroit, dont une des parois est libre, mince et élastique ; cette paroi se met en vibration, et les vibrations se propagent ensuite dans la colonne d'air. Cet appareil porte le nom d'*anche :* c'est ainsi que l'on fait résonner la clarinette, le basson, le cor, etc. ; dans ce dernier, ce sont les lèvres qui servent d'anche.

Ces deux modes d'embouchure sont employés dans les tuyaux d'orgues. La fig. 286 présente la coupe d'un tuyau de flûte : *ab* est e tube par lequel le vent s'introduit, *c* une fente nommée *lumière* qui le dirige contre le biseau *de*. Le son provient très-probablement de ce que l'écoulement de l'air par l'orifice *c* est accompagné de vibrations, comme cela arrive pour les liquides [240] ; mais on ne connaît point encore la cause de l'influence du biseau. Les fig. 287 et 288 représentent des tuyaux à anches. Dans la première, l'anche est formée d'une feuille mince de laiton *mn* fixée sur une pièce prismatique creuse, de bois ou de métal, fermée par en bas et ouverte sous la languette ; on place cet appareil à l'extrémité d'un tuyau ouvert par les deux bouts, de manière qu'il en remplisse l'orifice supérieur ; l'autre communique avec la soufflerie. Lorsque l'air arrive lentement, il s'introduit d'une manière continue entre les deux lèvres de l'anche, et on n'entend point de son ; mais quand la vitesse est suffisante, il presse la languette et agrandit l'ouverture ; alors celle-ci, par son élasticité, revient à sa position primitive, la dépasse, et ferme momentanément l'orifice, de sorte que la sortie de l'air se fait par intermittence ; et si ces intermittences sont suffisamment rapprochées, il en résulte un son. On varie la longueur de la partie vibrante de la languette en faisant avancer plus ou moins vers son extrémité *n*, au moyen de la tige *ab*, la rasette *m*, qui consiste tout simplement en un petit bout de fil de fer ou de laiton plié à angle droit. Les anches, telles que nous venons de les décrire, ont toujours un son rauque et criard, qui provient du battement de la languette contre les bords de la rigole. M. Grenier est parvenu à faire disparaître ce défaut par une disposition très-ingénieuse (fig. 288). La languette a une forme rectangulaire, et peut entrer exactement, et sans en toucher les bords, dans l'ouverture qui se trouve au-dessous, de sorte que ses vibrations se font librement :

par cette disposition, le son devient beaucoup plus doux et plus harmonieux. Un autre avantage de la disposition imaginée par M. Grenier, c'est que les dimensions de la languette et sa rigidité sont déterminées de manière qu'elle ne puisse jamais prendre plusieurs inflexions, en sorte que les variations de vitesse de l'air changent seulement l'intensité du son sans en changer le ton.

Dans les tuyaux d'orgues, l'embouchure et la colonne d'air vibrent à l'unisson; mais le son émis diffère toujours par l'intensité et le timbre de celui qui serait rendu par l'embouchure, et ils diffèrent aussi en général par l'intonation : on est alors conduit à admettre que l'embouchure et la colonne d'air modifient réciproquement les sons qu'ils rendraient isolément. Le son rendu par une anche dépend de la longueur de la languette, de son élasticité, de son poids et de sa courbure; il est indépendant de la vitesse du courant gazeux et de sa nature : car le son provient uniquement des vibrations de la languette. Dans une embouchure de flûte, le son varie avec la forme et la nature du biseau, avec la grandeur de la lumière, la vitesse et la nature du gaz. Quand les tuyaux ont une très-grande longueur relativement à leur diamètre, et que l'air est ébranlé à une extrémité par un moyen quelconque, les sons qu'ils peuvent rendre varient par sauts brusques, et ont entre eux des rapports déterminés, qui ne sont pas les mêmes pour les tuyaux fermés par un bout ou ouverts par tous les deux. Si les tuyaux sont courts, ils peuvent rendre des sons continus, renfermés dans des limites d'autant plus étendues que la longueur est moindre, et qui varient avec le mode d'excitation et les dimensions des tuyaux, suivant des lois que l'on n'a encore déterminées que dans quelques cas particuliers.

424. *Lois de D. Bernouilli relatives à la vibration de l'air dans les tuyaux.* Lorsque les tuyaux sont cylindriques, d'une grande longueur par rapport à leur diamètre, et qu'ils sont ébranlés à plein orifice, par exemple en excitant les vibrations par celles d'une plaque métallique perpendiculaire à l'axe, D. Bernouilli a démontré, pour les tuyaux fermés par un bout, 1° qu'un même tuyau pouvait produire les sons correspondants à des nombres de vibrations représentés par la suite des nombres impairs 1, 3, 5, 7, etc.; 2° que les sons de même ordre rendus par différents tuyaux correspondaient à des nombres de vibrations en raison inverse de la longueur des tuyaux; 3° que les sons rendus par un même tuyau résultaient de la division de la colonne d'air en parties égales, qui

vibraient séparément et à l'unisson ; 4° que l'orifice libre était toujours le milieu d'une partie vibrante ; 5° que la longueur d'une partie vibrante était égale à la longueur de l'onde correspondante au son produit. Ces lois sont les mêmes pour les tuyaux ouverts par les deux bouts ; seulement, pour ces derniers, les sons rendus par un même tuyau sont représentés par la suite des nombres naturels 1, 2, 3, 4, 5, 6, etc., et les deux extrémités du tuyau sont des milieux de tranches vibrantes. On désigne sous le nom de *nœuds* les surfaces de séparation des tranches vibrantes, et sous celui de *ventres*, les milieux de ces tranches.

Les lois de Bernouilli ne sont exactes qu'autant que les tuyaux sont très-longs, et que l'air y est ébranlé à plein orifice ; quand l'ébranlement a lieu par une anche ou une embouchure de flûte, les sons se trouvent plus graves que ceux indiqués par les lois en question. Cet effet provient de ce que la tranche vibrante voisine de l'embouchure est toujours un peu plus courte que les autres, à cause du mode même d'embouchure, qui n'ébranle que partiellement cette première tranche.

Les lois de Bernouilli peuvent être vérifiées par l'expérience. S'il s'agit de tuyaux fermés par un bout, on emploie de longs tuyaux d'orgue à embouchure de flûte, renfermant un piston au moyen duquel on peut faire varier la longueur de la colonne d'air vibrante et reconnaître la position des nœuds ; car lorsque le piston occupe un de ces derniers, le son ne change pas. Pour les tuyaux ouverts, on se sert de tuyaux de bois, formés de plusieurs pièces qui peuvent être vissées les unes sur les autres, et qui sont percés, dans leur longueur, d'un grand nombre d'orifices, d'abord fermés et qu'on débouche successivement : les ventres correspondent aux orifices qui, ouverts ou fermés, ne changent pas le son. On peut encore reconnaître d'une autre manière, due à Savart, qu'une colonne d'air qui résonne se divise en plusieurs parties vibrantes. On prend un très-petit cylindre, fermé par une membrane, et garni d'une tige qui permet de le placer à différentes profondeurs dans le tube résonnant dont le diamètre doit être très-grand relativement à celui du cylindre ; la membrane produit un son très-intense quand elle est placée dans un ventre, et très-faible ou presque nul quand elle se trouve dans un nœud. Si le tube a une section rectangulaire, et si on le place horizontalement en répandant du sable sur sa surface, il est violemment projeté sur les nœuds.

425. *Explication des lois de D. Bernouilli.* Soit AA' BB' (fig. 289)

un tuyau cylindrique fermé en BB′ et ouvert en AA′. Supposons que la lame d'air infiniment mince AA′ entre et sorte alternativement avec des vitesses égales, pour produire dans la couche d'air qui est en contact avec elle les alternatives régulières de condensations et de dilatations nécessaires à la production du son : ces mouvements alternatifs de la lame d'air AA′ donneront naissance à une série d'ondes sonores d'une longueur constante a, alternativement condensantes et raréfiantes, qui se propagent avec une vitesse uniforme vers le fond du tuyau ; arrivées là, elles se réfléchissent et reviennent sur elles-mêmes avec la même vitesse ; la longueur a de chaque onde est égale à l'espace parcouru par le son pendant la durée d'une excursion de la lame mobile AA′. Considérons la série des ondes sonores lorsque le milieu de l'une d'elles est en contact avec le fond du tuyau ; le commencement et la fin de l'onde, dont le milieu s'appuie sur BB′, coïncident, et il en est de même de toutes les extrémités des ondes incidentes et réfléchies. Ces coïncidences ont lieu, savoir : en C^{IV} à une distance $\frac{a}{2}$ du fond du tuyau, et dans les points C^{III}, C^{II}, C^{I}, C, éloignés les uns des autres de la quantité a. A l'instant en question, les densités et les vitesses des ondes élémentaires incidentes sont représentées par les ordonnées des courbes $Axyztuv$ et $Ax'y'z't'u'v'$, et les densités ainsi que les vitesses dans les ondes réfléchies par les ordonnées des courbes $A_ix_iy_iz_it_iu_iv_i$ et $A'x'_iy'_iz'_it'_iu'_iv'_i$. Cette dernière est symétrique à celle qui représente les vitesses dans les ondes incidentes, parce que les directions des mouvements sont contraires dans les ondes incidentes et les ondes réfléchies. Au même moment, les couches d'air C^{IV}, C^{III}, C^{II}, C^{I}, n'éprouvent ni dilatation ni condensation, car les extrémités des ondes condensantes ou raréfiantes ne sont ni dilatées ni raréfiées ; mais les lames d'air situées sur le fond BB′ et au milieu des intervalles de coïncidence des extrémités des ondes en M^{III}, M^{II}, M^{I}, M, éprouvent une double condensation ou une double dilatation, à cause de la superposition des ondes élémentaires, incidentes et réfléchies, qui sont de même nature à la même distance du fond du tuyau.

Examinons maintenant ce qui arrivera lorsque les ondes continueront leur mouvement de translation. Par la section C^{IV}, il passera toujours deux ondes élémentaires, l'une directe et l'autre réfléchie, qui seront toujours de nature contraire, c'est-à-dire, si l'une est condensante, l'autre sera raréfiante, et réciproquement ;

et comme les parties de ces ondes qui passent simultanément à travers cette section sont à la même distance de leur origine, il en résulte que les forces raréfiantes et dilatantes sont égales, et, par conséquent, qu'elles se détruisent mutuellement. Par exemple, quand l'onde C^{III} C^{IV} se sera avancée d'une quantité mu, l'onde élémentaire dont la dilatation est représentée par mn se trouvera dans le plan C^{IV}, l'onde réfléchie C^{IV} M^{IV} se sera avancée de B vers A d'une quantité $u'm' = um$, et l'onde élémentaire dont la condensation est représentée par $m'v$, se trouvera en même temps dans la tranche C^{IV}. Il est facile de voir que la même chose aura lieu pour les autres sections C^{III}, C^{II}, C^{I}, C. Mais, par toutes les sections intermédiaires, il passera toujours une onde incidente et une onde réfléchie de même nature, dont les effets s'ajouteront. Ainsi, les tranches C, C^{I}, C^{II}, C^{III}, C^{IV}, sont les seules qui restent dans un état uniforme de densité, et les condensations et les dilatations ne se manifestent que dans les tranches intermédiaires. Indépendamment des dilatations et des condensations, il se produit encore des déplacements qu'il est important d'examiner. Il est facile de voir que sur le fond du tuyau et aux points M^{III}, M^{II}, M^{I}, M, les vitesses de translation des ondes directes et réfléchies sont toujours égales et contraires, et par conséquent qu'elles se détruisent; de sorte que ces sections, qui éprouvent successivement toutes les périodes de dilatation et de condensation, restent immobiles. Il n'en est pas de même des sections C^{IV}, C^{III}, etc. : les ondes élémentaires incidentes et réfléchies qui les traversent en même temps sont toujours de nature contraire; et comme leurs vitesses de translation ont lieu dans des sens opposés, leurs effets s'ajoutent; de sorte que ces tranches, qui restent dans un état permanent de densité, éprouvent des mouvements périodiques et oscillatoires de translation. En résumant ce qui précède, la colonne aérienne AB se divise à partir du fond B en parties égales aux points M^{III}, M^{II}, M^{I}, M, qui vibrent séparément; les extrémités de ces tranches vibrantes, qui portent le nom de *nœuds*, sont fixes; les condensations et les dilatations décroissent depuis les extrémités, où elles ont leur maximum, jusqu'au milieu, où elles sont nulles; et les mouvements de translation décroissent, au contraire, depuis les milieux, où elles sont à leur maximum, jusqu'aux extrémités, où elles deviennent nulles. Le fond du tuyau est toujours un nœud de vibrations, et l'extrémité ouverte nécessairement le milieu d'une tranche vibrante : car le caractère des ventres qui existent dans l'intérieur du tuyau est de ne point se déplacer

si l'on perçait le tuyau dans le lieu qu'ils occupent : ainsi l'orifice libre doit offrir un ventre. S'il n'en était pas ainsi, les nœuds se déplaceraient à chaque instant, et le tuyau ne résonnerait pas. On voit d'après cela que la dernière lame d'air doit entrer et sortir alternativement sans éprouver aucune variation de densité : cette tranche propage alors dans l'air environnant des ondes sonores de même longueur que celles qui se forment dans le tuyau.

Quand celui-ci est ouvert par les deux bouts, il semble au premier abord que les ondes doivent le traverser comme si l'air était libre et que, par conséquent la colonne ne peut pas se diviser en parties vibrantes; mais il n'en est pas ainsi. En effet, considérons la tranche d'air infiniment mince qui se trouve à l'entrée. Lorsqu'elle éprouve une condensation, et ensuite se détend, elle ne revient à sa densité primitive qu'autant que la tranche suivante, qu'elle a comprimée par sa détente, acquiert exactement la même force élastique, et c'est cette élasticité qui s'oppose à ce que la tranche en se détendant dépasse sa densité primitive en vertu de la vitesse acquise. Mais la couche d'air qui se trouve au delà du tuyau est indéfinie dans deux sens : par conséquent, la compression qu'elle recevra de la dernière tranche d'air du tuyau se propagera latéralement, et elle ne réagira pas dans le sens de la propagation du mouvement avec la même force que si elle était limitée. Alors la dernière tranche d'air du tuyau éprouvera une dilatation, et cette dilatation donnera naissance à une onde dilatée en retour dans le tuyau, qui produira des effets analogues à l'onde réfléchie sur le fond d'un tuyau fermé par un bout; et pour déterminer les positions des nœuds, il suffira dans la fig. 289 de changer le signe de la vitesse de l'onde en retour.

La position des nœuds dans les tuyaux fermés par un bout, ou ouverts par tous les deux, peut s'obtenir par un calcul très-simple.

Nous avons démontré [397] que la vitesse des corps vibrants était représentée par la formule $v = A \sin \pi t$, A étant un nombre constant dépendant de l'amplitude des oscillations du corps sonore, t le temps compté à partir de l'origine d'une oscillation, et l'unité de temps la durée d'une vibration simple du corps, c'est-à-dire d'une allée ou d'un retour. D'après cela, la vitesse d'une onde élémentaire à une distance x du centre d'ébranlement et à une époque t. sera évidemment proportionnelle à celle du corps vibrant à l'époque t, moins le temps que le son a mis à parcourir le chemin x, temps qui est évidemment égal à $\frac{x}{\lambda}$, λ représentant la longueur d'une onde. Ainsi la vitesse de l'onde

élémentaire sera $v = A \sin \pi \left(t - \frac{x}{\lambda}\right)$. Désignons maintenant par u la distance de l'onde élémentaire au fond du tuyau, et par l la longueur du tuyau, on aura $x = l - u$, et par suite $v = A \sin \pi \left(t - \frac{l}{\lambda} + \frac{u}{\lambda}\right)$. Pour l'onde réfléchie, on aura évidemment $x = l + u$, et $v' = A \sin \pi \left(t - \frac{l}{\lambda} - \frac{u}{\lambda}\right)$, et, pour la vitesse v'' de la tranche d'air située à la distance x,

$$v'' = v - v' = 2A \cos \pi \left(t - \frac{l}{\lambda}\right) \sin \pi \frac{u}{\lambda},$$

formule qui donne $v'' = 0$, quel que soit t, quand on a $u = \lambda$, $u = 2\lambda$, $u = 3\lambda$....; et v'' maximum, aussi quel que soit t, quand $u = 0$, $u = \frac{\lambda}{2}$, $u = \frac{3}{2}\lambda$, $u = \frac{5}{2}\lambda$....

Si le tuyau était ouvert par les deux bouts, la vitesse de l'onde réfléchie changerait de signe, et on aurait

$$v'' = v + v' = 2A \sin \pi \left(t - \frac{l}{\lambda}\right) \cos \pi \frac{u}{\lambda};$$

formule qui donne $v'' = 0$ quand $u = \frac{1}{2}\lambda$, $u = \frac{3}{2}\lambda$, $u = \frac{5}{2}\lambda$....; et v'' maximum, quand $u = 0$, $u = \lambda$, $u = 2\lambda$, $u = 3\lambda$....

Connaissant la disposition des nœuds de vibration dans les colonnes d'air, il est très-facile de déterminer le rapport des sons qui peuvent se produire dans un même tuyau. Supposons d'abord que le tuyau soit fermé par un bout. S'il ne forme qu'un seul nœud, il aura lieu sur le fond, et comme l'extrémité libre doit être à l'état naturel, c'est-à-dire le milieu d'une tranche vibrante, la longueur du tuyau, que nous représenterons par l, devra être égale à la moitié d'une onde : la longueur de l'onde sera donc égale à $2\,l$. S'il se formait 2 nœuds de vibrations (fig. 290), BM serait égal à la longueur d'une onde, et MA à la moitié : par conséquent la longueur d'une onde serait égale à $\frac{2l}{3}$. S'il se formait 3 nœuds de vibrations (fig. 291), on trouverait de même que la longueur des ondes serait $\frac{2l}{5}$, et que pour 4, 5, 6.... nœuds, les ondes sonores auraient des longueurs représentées par $\frac{2l}{7}$, $\frac{2l}{9}$, $\frac{2l}{11}$.... Or, les vitesses des battements sont en raison inverse des longueurs des ondes; par conséquent, les sons résultants seront entre eux comme la suite

des nombres impairs, 1, 3, 5, 7, 9, etc. Si, par exemple, le son le plus grave, celui qui correspond à un seul nœud de vibration était *ut*, le tuyau ne pourrait rendre que les sons sol_2, mi_3, la_3+, $ré_4$, $fa_4\sharp-$, $la_4\flat+$, si_4, etc., qui correspondent à la série des nombres impairs. Les signes + et — indiquent que le son est un peu plus ou un peu moins élevé que la note qui précède.

En désignant par l la longueur du tuyau, par λ la longueur de l'onde, et par n le nombre des nœuds, on a en général

$$\lambda = \frac{2l}{2n-1}.$$

Si le tuyau était ouvert par les deux bouts, pour un seul nœud de vibration, il y aurait de chaque côté deux demi-ondes : par conséquent, en représentant la longueur du tuyau par l, la longueur de l'onde sonore sera l. S'il y avait deux nœuds, il y aurait entre eux une onde complète, et une demi-onde de chaque côté : par conséquent, la longueur de l'onde serait $\frac{l}{2}$. On trouverait de même que pour 3, 4, 5.... nœuds, la longueur de l'onde serait $\frac{l}{3}$, $\frac{l}{4}$, $\frac{l}{5}$.... Par conséquent, les vitesses de vibrations sont comme les nombres 1, 2, 3, 4, 5, etc.; de sorte que, si le son le plus grave était *ut*, les autres sons que le tuyau pourrait rendre seraient ut_1, ut_2, sol_2, ut_3, mi_3, sol_3, la_3+, ut_4, etc.

En conservant la notation précédente, on a généralement $\lambda = \frac{l}{n}$.

On pourrait aussi déterminer d'avance le son que doit rendre un tuyau, lorsqu'on connaît sa longueur et le nombre des nœuds de vibrations. En effet, le son parcourt 333 mètres par seconde; et, l'*ut* le plus grave du piano ou du violoncelle correspondant à 128 vibrations par seconde, on obtiendra la longueur de l'onde sonore qui produit le son le plus grave de l'échelle harmonique en divisant 333 par 128 : ce qui donne pour quotient $2^m,601$ ou 8 pieds. Cela posé, connaissant, d'après ce qui précède, la longueur absolue de l'onde sonore, longueur égale à la distance de deux nœuds consécutifs, en divisant 2,601 par ce nombre, aussi estimé en mètres, le quotient représentera le son dans l'échelle harmonique, car les vitesses des vibrations sont en raison inverse de la longueur des ondes. Par exemple, si un tuyau fermé par un bout a 2 mètres, et s'il se forme 2 nœuds de vibrations, la longueur de l'onde sera $\frac{2l}{3}$ ou $l/3$, le

quotient de 2,601 par ce nombre sera 1,95 : par conséquent, le son rendu sera un peu au-dessous de ut_2.

426. Dans les deux espèces de tuyaux dont nous venons de parler, plusieurs systèmes différents de vibrations peuvent exister en même temps, comme dans les vibrations transversales des cordes : c'est pourquoi on distingue souvent dans la résonnance d'un tuyau plusieurs sons plus aigus que le son fondamental.

427. *Les lois de Bernouilli ne sont vraies que pour les tuyaux très-longs et ébranlés à plein orifice.* Les lois de Bernouilli que nous venons d'exposer ne sont pas rigoureusement exactes; elles s'éloignent d'autant plus de la réalité, que les tuyaux sont plus larges relativement à leur longueur, et ne se vérifieraient réellement que pour des tuyaux dont la section serait infiniment petite par rapport à la longueur. Bernouilli pensait que la différence entre la théorie et l'observation venait de ce que, dans tous les modes d'embouchure, l'ébranlement de la première colonne d'air est très-confus : mais cette explication n'est pas admissible; car des tuyaux qu'on ébranle à plein orifice, en les plaçant devant une plaque circulaire vibrant au moyen d'une tige fixée à son centre, présentent les mêmes phénomènes. Ainsi, il faut nécessairement admettre une influence des dimensions transversales.

Savart a constaté que dans les tuyaux d'une section assez considérable relativement à leur longueur, le premier nœud est plus près de l'embouchure que ne l'indique la théorie, et d'autant plus qu'il y a plus de divisions dans le tuyau; que les ventres n'occupent pas exactement la place assignée; que la distance entre deux nœuds est toujours plus grande que celle qui est indiquée, et enfin, que dans la dernière tranche vibrante, la moitié qui touche le fond du tuyau est plus grande que l'autre partie. Le rapprochement du premier nœud de l'embouchure avait été observé par Bernouilli; mais les autres faits signalés par Savart lui avaient échappé.

Savart, à la suite de nombreuses expériences sur la résonnance des tuyaux de différentes formes, a constaté cette loi générale : *Les tuyaux semblables d'une forme quelconque et semblablement embouchés, produisent des sons dont les nombres de vibrations sont en raison inverse des dimensions homologues des tuyaux.* Par exemple, deux cubes dont les côtés sont dans le rapport de 2 à 1, produisent des sons à l'octave. Si on fait résonner deux sphères sur lesquelles les embouchures comprennent le même nombre de degrés, elles don-

nent également deux sons à l'octave, si les rayons sont dans le rapport de 1 à 2. Cette loi très-simple pourrait être d'un grand secours pour les facteurs d'orgues, en leur permettant de construire des tuyaux, dont les sons rigoureusement déterminés, seraient fixes et indépendants des variations de température. La construction de ces beaux instruments serait alors soumise à des règles invariables : on pourrait substituer aux tuyaux cylindriques des tuyaux cubiques qui, sous de moindres dimensions, rendraient des sons plus graves et occuperaient peu de place; par exemple le son *ut* est donné par un cube de 53 à 54 lignes de côté, tandis que le bourdon qui rend le même son a 120 à 132 lignes de longueur, sur 24 à 30 de largeur. C'est un fait très-curieux qu'une onde de près de 2 pieds s'établisse dans un tube de 54 lignes : on ne sait pas quelle espèce de réflexion et de mouvement l'air éprouve dans ce cas.

428. *Influence de l'embouchure.* Nous avons déjà dit que le mode et l'étendue de l'embouchure avaient une grande influence sur le son rendu par un tuyau. Savart a étudié ces phénomènes avec beaucoup de soin, et il est arrivé à des résultats très-remarquables. Si un cube est embouché sur toute la longueur d'une de ses arêtes, en diminuant progressivement l'étendue de l'ouverture, le son s'abaisse continuellement et presque d'une octave, quand l'ouverture est réduite à un point situé à l'angle du cube. Lorsque l'embouchure a toute la longueur d'une arête du cube, si l'on diminue l'épaisseur du prisme par des plans perpendiculaires à la ligne d'embouchure, le son reste le même, quelle que soit l'épaisseur de la lame d'air. Ce phénomène, qui se rencontre dans toutes les masses d'air qu'on peut ainsi diviser en parties d'égales dimensions linéaires par des plans perpendiculaires à la ligne d'embouchure, démontre que le son de ces masses est le même que celui des lames d'air, et ramène l'étude des lois des vibrations de ces masses à celle des surfaces. En étudiant des lames d'air dont les surfaces avaient des dimensions très-variables, Savart a trouvé que les nombres de vibrations qu'elles peuvent rendre sont sensiblement réciproques aux racines carrées des surfaces. Ainsi, toutes les lames rectangulaires de 1296 lignes carrées de surface, dont la racine carrée est 36, rendent le son sol_3 ♭, et le sol_2 ♭ est rendu par toutes les lames ayant 5184 lignes de surface dont la racine carrée est 72.

La loi que nous venons d'énoncer n'a pourtant lieu qu'entre cer-

taines limites; il faut que dans les colonnes d'air prismatiques rectangulaires le petit côté ne soit pas moindre que le sixième du grand. Elle n'est évidemment qu'une partie de la loi générale qui embrasserait toutes les lames d'air rectangulaires, et se trouve intimement liée avec la loi de Bernouilli; car, à mesure que la largeur des lames d'air devient plus petite par rapport à leur longueur, le rapport des surfaces se rapproche de celui des longueurs.

429. *Influence de la nature des tuyaux.* On avait admis depuis longtemps que la substance qui compose les tuyaux n'exerce aucune influence sur le nombre des vibrations que peut produire la colonne d'air qu'ils contiennent. Mais cela n'est vrai que quand les tuyaux ont une très-grande épaisseur; dans le cas contraire, la substance même du tuyau entre aussi en vibration, et modifie le son que la colonne d'air rendrait si elle vibrait isolément. Ainsi, par exemple, le son des cors et des trompettes diffère de ce qu'il serait dans un tuyau plus résistant, non-seulement sous le rapport du timbre, mais sous celui de l'acuité : aussi, dans ces instruments sent-on les parois frémir sous la main. Dans les tuyaux à parois membraneuses, le son diffère également de ce qu'il serait si elles étaient rigides; et en variant leur tension et leur épaisseur, on peut obtenir tous les sons. Par exemple, des tuyaux de 1 pied de longueur et de 9 lignes de diamètre, formés de feuilles de papier collé, en nombre croissant de 2 à 12, rendent des sons qui s'élèvent de *sol*, à si_2. De sorte que, si on pouvait construire un tuyau dont l'élasticité des parois pût varier à volonté, on réussirait à produire des sons compris dans des limites très-étendues. Ces variations proviennent uniquement des vibrations des parois, puisque, dans les expériences que nous avons rapportées, l'élasticité seule des parois était changée; d'ailleurs on peut reconnaître directement que les parois entrent en vibration en y répandant du sable fin. La qualité du son des tuyaux membraneux a quelque chose de particulier : elle participe de celle des tuyaux de flûte et de celle des tuyaux à anche.

Il est facile de voir d'après ce qui précède que, si on faisait résonner différents gaz dans un même tuyau long et étroit fermé par un bout, pour le même mode de division on obtiendrait des sons d'autant plus aigus que la vitesse du son dans le gaz serait plus grande : car les ondes sonores qui se propageraient dans l'air auraient pour longueur le chemin parcouru par le son dans l'air, pendant qu'il parcourt la distance de deux nœuds dans le tuyau. Ainsi le son serait beaucoup plus aigu en faisant parler le tuyau avec du

gaz hydrogène, qu'avec tout autre gaz, puisque la vitesse du son dans un gaz est en raison inverse de la racine carrée de sa densité [398] : c'est de cette circonstance que dépend très-probablement l'acuité singulière que prend la voix humaine, lorsqu'on a rempli les poumons de gaz hydrogène.

430. *Renforcement des sons par les tuyaux.* Nous savons que les sons engendrés à l'orifice d'un tuyau se propagent dans l'intérieur et, dans certaines circonstances, y produisent un mouvement vibratoire à l'unisson. Savart a cherché les conditions dans lesquelles le son produit devant un tuyau éprouvait le plus grand renforcement possible.

Supposons qu'on prenne pour corps vibrant un timbre, et qu'on place devant son ouverture et dans la direction de son axe un tuyau ouvert ou fermé, composé de plusieurs parties emboîtées et mobiles au moyen d'une crémaillère de manière à faire varier à volonté sa longueur. Pour une certaine longueur du tuyau, le son éprouvera un renforcement considérable; on n'entendra plus le son du timbre, mais un son d'une bien plus grande intensité, souvent même insupportable. Ce fait pourrait être mis à profit dans beaucoup d'instruments, et même pour renforcer le son des cloches, des horloges, etc. Si l'on fait varier la longueur et la largeur du tuyau, mais de manière à ce qu'il rende toujours le même son, Savart a trouvé que le plus grand renforcement a lieu pour un tuyau fermé, quand son diamètre est égal à sa longueur; si à partir de ce point on augmente le diamètre, le renforcement va en diminuant. Dans tous les cas de renforcement, le son du timbre baisse toujours un peu, parce que le timbre et l'air vibrent comme un système unique, et s'influencent mutuellement.

Les phénomènes qui se produisent dans les tuyaux fermés par un bout se manifestent également dans de grands espaces, lorsque les ondes se réfléchissent contre une surface plane. Il se forme dans l'espace des surfaces nodales, où le son n'est point entendu, et des ventres où il acquiert le maximum d'intensité. Lorsqu'il y a plusieurs sons simultanés, comme dans presque tous les bruits, les ondes correspondantes produisent des surfaces nodales et des ventres distincts; alors la réflexion sépare les sons simultanés qui sont confondus dans le bruit. (Savart, *A. C. et P.*, t. LXXI.) Le renforcement du son par une surface plane peut être vérifié par une expérience bien facile à répéter. Si on approche lentement une montre de la muraille d'un appartement, il y aura une position de

la montre pour laquelle le bruit aura plus d'intensité que si elle était plus voisine ou plus éloignée de la muraille.

431. *Détermination de la vitesse du son dans les différents gaz par la résonnance des tuyaux.* Si la théorie de Bernouilli était applicable aux tuyaux à embouchure de flûte, il serait très-facile de déterminer la vitesse du son dans les différents gaz : il suffirait de faire parler successivement un même tuyau avec différents gaz, et de déterminer par la sirène le nombre de vibrations produites par secondes, et, à l'aide d'un piston mobile, la position des nœuds. La distance de deux nœuds voisins serait égale au chemin parcouru par le son dans le gaz pendant la durée d'une vibration. Mais, en déterminant ainsi la vitesse du son dans l'air, on trouve un nombre un peu plus petit que celui qui résulte des expériences directes. Cette différence provient de ce que les surfaces nodales qui s'établissent quand le tuyau est ouvert ne sont pas de la même forme, et n'occupent pas le même lieu lorsqu'on obtient le même son du tuyau après l'introduction du piston, probablement parce qu'elles ne sont pas planes.

Il semblerait d'après cela que, par la résonnance des colonnes d'air renfermées dans les tuyaux, il est impossible d'arriver à une détermination exacte de la vitesse du son dans les gaz. Mais Dulong ayant reconnu par des expériences multipliées, faites avec l'exactitude qui caractérise tous les travaux de cet habile physicien, que pour un même tuyau, dans lequel on fait résonner différents gaz, dans les mêmes circonstances, les lignes nodales occupent exactement le même lieu, il en résulte que les nombres des vibrations des sons rendus par le tuyau, parlant avec différents gaz, sont proportionnels aux vitesses de propagation du son dans ces divers fluides. Alors, connaissant la vitesse du son dans l'air, on peut facilement calculer celle du son dans les autres gaz sur lesquels on a opéré. C'est ainsi que Dulong a trouvé les nombres que nous avons rapportés [406].

432. *Vibration de l'air dans les tuyaux non prismatiques.* Dans les tuyaux de diamètre inégal, fermés par un bout ou ouverts par tous les deux, la colonne d'air se divise encore en parties qui vibrent séparément; mais ces parties ne sont plus égales, leur longueur dépend de la forme du tuyau. Le son produit et le mode de division de la colonne d'air sont indépendants de la forme de l'axe du tuyau; ils sont les mêmes quand cet axe est rectiligne ou courbé d'une manière quelconque.

Tous les instruments à vent sont des tuyaux ouverts par les deux bouts ou fermés par un seul. Lorsque la longueur est constante, les sons successifs que le tuyau peut rendre sont d'autant plus éloignés les uns des autres, qu'ils se rapprochent davantage du son fondamental, et c'est seulement dans les tons très-élevés que l'on peut trouver les notes consécutives de la gamme, ainsi que les sons intermédiaires : cela arrive pour la trompette. Mais pour tous les autres on obtient les sons consécutifs, à partir du son le plus grave, 1° en allongeant ou en raccourcissant directement le tuyau, comme dans le trombone ; 2° en produisant le même effet au moyen de trous latéraux, comme dans la flûte, la clarinette, etc. ; 3° en modifiant l'ouverture du tuyau avec la main, comme dans le cor.

Les cornets acoustiques sont des tuyaux coniques contournés, dont les personnes qui ont l'ouïe dure se servent pour entendre ; elles en placent le petit bout dans l'oreille. Le porte-voix est formé d'un cône droit évasé ; lorsqu'on parle au sommet, le son se propage dans la direction de l'axe, avec une intensité beaucoup plus grande que dans toute autre direction. C'est à Poisson que l'on doit la première explication de l'effet de ces instruments. Il résulte du calcul que, quand une colonne d'air renfermée dans un tube est ébranlée par une de ses extrémités, suivant la forme du tube, l'amplitude d'excursion des particules situées à l'autre extrémité peut devenir beaucoup plus grande dans un certain sens, par exemple suivant l'axe du tube, qu'elle n'aurait pu l'être si l'ébranlement eût été direct. Ces particules agissent alors beaucoup plus énergiquement sur l'air environnant, suivant la direction de l'accroissement de vitesse qui leur a été imprimé. On explique ordinairement l'effet du porte-voix en disant que les ondes sonores, par les nombreuses réflexions qu'elles éprouvent dans le cône, se rapprochent toujours davantage de la direction d'un plan perpendiculaire à l'axe, et qu'alors les mouvements élémentaires, étant peu divergents, s'affaiblissent peu en s'éloignant. Mais cette explication est insuffisante, car le renforcement du son est le même quand le cône est remplacé par un cylindre ; d'ailleurs cette explication ne rend pas compte de l'influence de la partie conique plus évasée qui termine l'instrument.

Les sifflets des locomotives consistent dans une fente annulaire par laquelle s'échappe la vapeur, et en un biseau aussi annulaire formant la partie inférieure d'une cloche, qui se trouve à une petite distance de la fente ; le bruit résulte du choc de la veine de vapeur contre le biseau, des vibrations de la cloche et de celles de l'air

qu'elle renferme. La figure 946 représente la disposition de l'appareil. AB est un tuyau de cuivre fixé verticalement sur la chaudière, et qui porte un robinet, au moyen duquel on peut faire écouler la vapeur par le tuyau; *bb* est un réservoir annulaire qui reçoit la vapeur; *aa* l'orifice annulaire par lequel elle se dégage, *cc* le biseau qui termine la cloche.

433. Indépendamment des différents modes d'ébranlement des colonnes d'air dont nous avons parlé, il en existe un autre qui joue un rôle important dans un grand nombre de phénomènes naturels.

M. Cagnard-Latour, est parvenu à produire un son en soufflant dans un simple disque percé d'un trou cylindrique : d'où l'on est en droit de conclure que par le seul frottement contre un corps résistant, l'air peut se mettre en vibrations sonores ; les sifflements variés que le vent fait entendre quand il se brise contre les cordages des navires, ou que, dans nos habitations, il est obligé de passer à travers des fentes étroites, le son produit par un gaz comprimé qui s'échappe par une fissure du vase qui le renferme, viennent à l'appui de cette opinion. Savart a d'ailleurs démontré qu'un liquide, par le fait seul de son écoulement, se constitue au sortir de l'orifice dans un état vibratoire, et il n'est pas douteux qu'il n'en soit de même d'une veine gazeuse.

Lorsqu'on brûle du gaz hydrogène ou de l'hydrogène carboné à l'extrémité d'un tube effilé, et qu'on introduit la flamme par l'extrémité inférieure, et à quelques centimètres, dans un grand tube de verre vertical, il se produit un son d'une assez grande intensité. Les flammes de l'alcool et de l'éther produisent le même effet; mais on réussit plus facilement avec la flamme de l'hydrogène. Celle d'une bougie ne jouit pas de la propriété dont il est question. On admet que ce phénomène provient des vibrations de la flamme, qui se communiquent à la colonne d'air renfermée dans le tuyau; mais il est probable que l'effet observé provient, sinon en totalité, du moins en partie de la vibration de la veine de gaz.

§ 4. *Vibrations des cordes.*

434. *Vibrations transversales des cordes.* L'appareil dont on se sert ordinairement pour mettre les cordes en vibration et leur faire rendre des sons, s'appelle *sonomètre* ou *monocorde :* cette dernière dénomination indique que l'instrument ne porte qu'une seule corde, qui, à la rigueur, est suffisante ; la première qu'il permet de

déterminer la place qu'occupe un son donné dans l'échelle harmonique. La fig. 281 A représente le sonomètre le plus commode pour les diverses expériences : la corde y est horizontale; attachée par par un bout à la cheville *a*, elle s'appuie sur les chevalets fixes A, B; ensuite sur la poulie très-mobile D, et porte suspendu à son autre extrémité un poids *b*, que l'on varie à volonté pour produire diverses tensions : les chevalets et la poulie font corps avec une caisse vide, en bois mince et sonore, propre à renforcer le son de la corde. Nous verrons en effet plus tard, que celle-ci tend à faire vibrer à l'unisson les corps solides qui sont en contact avec elle, ou qui en sont voisins. On met la corde en vibration en l'écartant de sa position de repos, et puis l'abandonnant à elle-même ; et il suffit pour cela ou de la pincer ou de la frotter perpendiculairement à sa direction avec un archet. Sur la table de la caisse règne une échelle le long de laquelle on fait glisser le chevalet C, quand on veut changer la longueur de la corde vibrante.

La rapidité des vibrations de la corde, supposée homogène et d'un même diamètre dans toute son étendue, dépend de sa nature, de sa longueur, de son poids et de celui qui produit la tension. On trouve par le calcul que, pour les cordes de même matière, de même grosseur et également tendues, les nombres de vibrations qui ont lieu dans le même temps sont en raison inverse des longueurs, et que, pour des cordes de même matière, de même diamètre et de même longueur, les nombres de vibrations produites dans le même temps sont proportionnels aux racines carrées des poids qui produisent les tensions.

En désignant par l la longueur de la corde, par p son poids, par P celui qui produit la tension, et par n le nombre des vibrations exécutées dans l'unité de temps, ces lois se trouvent exprimées par la formule

$$n = \sqrt{\frac{gP}{pl}}.$$

Le poids p étant proportionnel à l, on voit que n est en raison inverse de l.

M. N. Savart a fait la remarque qu'en établissant cette formule, les mathématiciens avaient complétement omis d'avoir égard aux forces moléculaires, et pourtant, il paraît évident qu'elles doivent intervenir dans le mouvement vibratoire et le modifier. L'expérience confirme la justesse de cette vue : un fil métallique de longueur constante étant mis en vibration transversalement sous des tensions variées, si on note la place des sons dans l'échelle musicale et qu'on en déduise les nombres N de vibrations correspondants, on trouve qu'ils sont toujours plus forts que ceux que donne pour n la formule théorique que nous venons

de citer et que le maximum de la différence a lieu quand la tension est nulle. A cette limite, d'après la formule $n = o$, tandis que l'expérience donne encore pour N une valeur N_0 qui n'est pas nulle, et alors le mouvement vibratoire ne peut être attribué qu'aux forces moléculaires, ou, si on l'aime mieux, à l'*élasticité*, qui est leur résultante. En construisant graphiquement les valeurs de N et de n, M. Savart a découvert que les variables et la constante N_0 sont liées par la relation très-simple $N^2 = N_0^2 + n^2$, qu'il a vérifiée sur des fils métalliques de nature et de grosseurs différentes. La détermination expérimentale et directe de N_0 présente le plus souvent de grandes difficultés, parce que le son rendu par un fil qui vibre sous la seule influence de son élasticité est grave et de très-faible intensité; mais le succès de la vérification de la formule $N^2 = N_0^2 + n^2$ autorise à s'en servir pour calculer N_0. Il suffit pour cela d'une seule observation faite sous une tension arbitraire et connue : on en conclut $N_0 = \sqrt{N^2 - n^2}$. M. Duhamel, par des considérations théoriques très-simples, a été conduit à la même formule que M. Savart. (*A. P. et C.*, t. VI.)

A mesure que les tensions augmentent, la valeur de N_0 diminue relativement à celles de n, ou, en d'autres termes, l'élasticité ajoute de moins en moins au nombre absolu des vibrations : alors aussi, M. Savart l'a observé, les sons deviennent de plus en plus purs et s'obtiennent avec plus de facilité. D'un autre côté on sait que les verges rigides font entendre des sons nets et très-intenses; et ici il n'y a que l'élasticité pour les produire. Il semble donc que les sons soient de plus en plus parfaits, quand des deux forces qui concourent à les faire naître, la *tension* et l'*élasticité*, l'une va en s'affaiblissant par rapport à l'autre, et qu'il faille employer de préférence les cordes qui sont peu rigides ou élastiques, tout en offrant assez de tenacité pour être fortement tendues. C'est ce que les artistes savaient depuis longtemps, mais très-probablement sans avoir pu s'en rendre compte.

435. *Vibrations longitudinales des cordes.* Lorsqu'une corde est fortement tendue, on peut y exciter des vibrations longitudinales en la frottant dans le sens de sa longueur avec un morceau d'étoffe saupoudré de colophane, ou au moyen d'un archet très-incliné sur sa direction. Dans ce mode de vibrations, la matière des cordes éprouve des condensations et des dilatations analogues à celles qui se produisent dans les vibrations de l'air renfermé dans un tuyau. Les vibrations longitudinales peuvent donner naissance à différents sons, suivant le mode de division qu'éprouve la corde; le plus simple est représenté par la fig. 295. Toutes les tranches ont un mouvement simultané qui les porte successivement vers les deux extrémités : quand elles vont de A en B, il y a dilatation en A et condensation en B; c'est le contraire quand le mouvement a lieu de B en A. Dans l'un et l'autre cas le mouvement de translation des tranches est nul aux extrémités, et va en croissant à mesure qu'elles s'approchent du milieu, où elles conservent leur densité, mais où le

mouvement de translation est à son maximum. Le second mode de vibration est représenté par la fig. 296. La corde se divise en deux parties égales, dans lesquelles les mouvements ont des sens opposés; elles sont séparées par une tranche N, qui reste immobile, mais qui éprouve le maximum de condensation ou de dilatation; la corde pourrait également se diviser en trois, quatre, ou en un plus grand nombre de parties vibrant isolément (fig. 297 et 298). Pour produire à volonté ces différents modes de vibration, il faut toucher légèrement avec le doigt les parties qui doivent rester en repos.

Les sons obtenus par les vibrations longitudinales ont entre eux les mêmes rapports que ceux qui résultent des vibrations transversales; les nombres de vibrations sont en raison inverse des longueurs des parties vibrantes : par conséquent, si la corde se divise en 1, 2, 3, 4, 5, etc., parties égales, les sons seront représentés par les mêmes nombres; mais les sons que l'on obtient ainsi sont beaucoup plus aigus que ceux qui résultent des vibrations transversales.

En désignant par n' le nombre de vibrations produites par seconde, on a

$$n' = \sqrt{\frac{gq}{pl}},$$

dans laquelle g, p et l ont la même signification que pour les vibrations transversales; q représente le poids qu'il faudrait employer pour doubler la longueur de la corde, en supposant que la loi de son extension fût constante.

§ 5. *Vibrations des corps rigides.*

436. *Procédés pour mettre les corps rigides en vibration sonore.* Pour qu'un corps rigide soit mis en vibration sonore, il ne suffit pas de l'ébranler d'une manière quelconque; dans chaque cas particulier il y a un mode d'ébranlement plus favorable que tous les autres. En général, la condition à remplir est d'imprimer à une partie quelconque du corps une vive agitation : elle se communique bientôt à la masse entière.

Lorsqu'un corps est terminé par des bords minces, on peut le mettre en vibration en passant transversalement sur ses bords un archet enduit de colophane : c'est ce que l'on peut facilement vérifier sur des lames de bois, de métal ou de verre; pour ces dernières, il est

nécessaire que les bords soient usés à l'émeri. On peut aussi exciter des vibrations dans les corps vitreux en les frottant vivement avec un drap mouillé, ou avec le doigt : cette dernière méthode est mise en usage dans l'instrument appelé *harmonica;* il est composé, comme on sait, d'une série de verres à pied que l'on fait résonner en promenant le doigt mouillé sur leur bord.

Un autre moyen de mettre les corps en vibration sonore consiste à fixer sur un point quelconque de leur surface une tige solide ou une corde tendue que l'on fait vibrer, et qui communique son mouvement au corps avec lequel elle est en contact. C'est ainsi que l'on peut mettre en vibration une coupe sur les bords de laquelle on a assujetti, d'une manière quelconque, une tige de verre ou de métal sur laquelle on promène un archet; et qu'une plaque solide, à travers laquelle passe une corde tendue, est mise en vibration par les mouvements imprimés directement à la corde.

Lorsque les corps rigides ont deux dimensions très-petites par rapport à la troisième, c'est-à-dire quand ils ont la forme d'un prisme très-allongé, ils ne peuvent produire, comme les cordes et les longues colonnes d'air, que des sons fixes. Mais quand une seule dimension est très-petite relativement aux autres, comme dans les plaques minces, les membranes tendues, ou quand toutes les dimensions sont comparables, les corps peuvent produire tous les sons; seulement il y en a toujours qu'ils rendent plus facilement ou avec plus d'intensité que les autres; mais les corps en tiges ou plaplaques minces résonnent beaucoup mieux que sous toute autre forme.

437. *Mouvements produits par les vibrations des corps rigides.* On distingue ordinairement deux espèces de mouvements vibratoires dans les corps rigides : les uns s'exécutent perpendiculairement à la surface des corps ; les autres se manifestent parallèlement aux plans tangents et, par conséquent, perpendiculairement aux premiers. On peut facilement reconnaître l'existence de ces deux genres de vibrations en recouvrant la surface vibrante avec du sable fin : lorsque les vibrations sont normales, la poussière est projetée verticalement à une hauteur plus ou moins considérable ; et lorsqu'elles sont tangentielles, la matière pulvérulente glisse sur la surface vibrante sans jamais la quitter. Dans l'un et l'autre cas elle se réunit sur des lignes de repos, qu'on désigne sous le nom de *lignes nodales,* et dont nous parlerons bientôt. Les expériences qui ont conduit à la distinction de ces deux espèces de mouvements vibratoires ne dé-

montrent pas cependant qu'il n'en existe pas qui soient inclinés à la normale et au plan tangent; elles ne font, non plus, rien préjuger sur ce qui se passe en dessous de la surface. Mais nous verrons bientôt qu'il n'existe réellement dans les corps qu'une seule espèce de mouvement vibratoire toujours parallèle à la direction de l'ébranlement, et qui, selon que sa direction est parallèle, perpendiculaire ou oblique aux faces du corps, donne naissance aux vibrations longitudinales, transversales ou obliques. Cependant, comme la distinction des mouvements vibratoires dont il s'agit facilite beaucoup l'intelligence des phénomènes, nous la conserverons.

438. *Vibrations transversales des verges élastiques droites.* Les verges élastiques droites, de verre ou de métal, sont susceptibles d'éprouver, comme les cordes, des vibrations longitudinales et des vibrations transversales. On les met en vibration transversale en les fixant par une de leurs extrémités, et passant un archet à l'extrémité libre. La verge peut se sous-diviser, comme les cordes, en parties qui vibrent séparément; il suffit pour cela de la toucher légèrement avec le doigt en un point où il doit se former un nœud, et de promener un archet au milieu d'une des parties qui doivent vibrer. Si on emploie des verges plates, en répandant du sable sur leur surface, il se réunira dans les lignes de repos, et rendra ainsi sensibles à l'œil les divisions spontanées. A mesure que la verge se sous-divise en un plus grand nombre de parties, le son devient plus aigu, et l'acuité croît dans un plus grand rapport que dans les cordes, en suivant des lois qui varient avec la manière dont la lame est fixée ou appuyée.

Lorsqu'une des extrémités de la verge est fixe, et que l'autre est libre, le mode de vibration le plus simple est représenté fig. 299 : elle donne alors le son le plus grave. Dans les fig. 300 et 301 il y a un et deux nœuds.

Dans tous les modes possibles de vibrations transversales des lames droites dont les longueurs, les largeurs et les épaisseurs diffèrent, l'influence de ces divers éléments est la même quand les lames de même matière sont fixées ou appuyées de la même manière, et que le nombre des nœuds est le même. Pour les verges qui ne diffèrent que par leurs longueurs et leurs épaisseurs, les nombres de vibrations dans le même temps sont proportionnels aux épaisseurs et en raison inverse des carrés de leurs longueurs : les largeurs n'ont point d'influence. Si les longueurs étaient égales, les vitesses des vibrations seraient seulement proportionnelles aux

épaisseurs : de sorte que les lames les plus épaisses rendent les sons les plus aigus.

Soient e l'épaisseur de la lame, l sa longueur, ρ la rigidité de la substance, δ sa densité, g la gravité, et n un nombre entier constant pour chaque mode de vibration, mais dont la valeur absolue variera d'un mode à un autre, suivant le nombre des nœuds et la nature des circonstances initiales, et N le nombre des vibrations faites en une seconde, on a

$$N = \frac{n^2 e}{l^2}\sqrt{\frac{g\rho}{\delta}}.$$

439. *Vibrations longitudinales des verges élastiques droites.* Les verges élastiques peuvent vibrer longitudinalement comme les cordes; les nœuds se forment de la même manière, et la plupart des détails que nous avons donnés sur les cordes s'appliquent aux verges.

Pour mettre une verge en vibration longitudinale, il est clair qu'il faut qu'elle soit tenue par un bout, ou par les deux, ou par un ou plusieurs points intermédiaires; mais, dans tous les cas, il est nécessaire qu'aucun point n'en soit fixé invariablement : il faut que le corps qui la soutient laisse à ses molécules à peu près toute leur liberté, et, de plus, soit susceptible de partager le mouvement vibratoire. Ainsi, et c'est Savart qui l'affirme, ce serait en vain qu'on essayerait de tirer un son par des vibrations longitudinales d'une verge, tant longue qu'elle soit, qui serait encastrée par un bout dans une masse inébranlable, soit par sa grandeur, soit par défaut d'élasticité : il ajoute, contrairement à l'opinion émise par Chladni, et adoptée après lui par la plupart des physiciens, que quand une verge, soutenue par un bout, et libre du reste, rend un son, rien n'autorise suffisamment à assimiler le mouvement qui le produit à celui de la colonne d'air d'un tuyau fermé à une extrémité; mais que, dans le cas où la verge est libre par ses deux extrémités, les expériences établissent plus d'analogie entre son mouvement vibratoire longitudinal et celui de l'air d'un tuyau ouvert aux deux bouts.

Quand la verge est convenablement soutenue, on y détermine les vibrations longitudinales, soit par des chocs dirigés dans le sens de sa longueur, soit par des frictions avec un morceau de drap mouillé ou saupoudré de colophane. Si on la tient d'une main entre l'index et le pouce, en la serrant le moins possible, d'abord au milieu, puis au quart, puis au tiers, au sixième, etc., de sa longueur, on

en tirera successivement le son le plus grave qu'elle puisse donner, et que nous représenterons par ut; ensuite les sons ut_2, sol_2, mi_2, etc., c'est-à-dire la série des sons harmoniques, comme avec un tuyau ouvert aux deux bouts, et la position des nœuds sera la même.

Une barre prismatique qui vibre longitudinalement éprouve un accroissement de longueur très-considérable, qui, dans l'état de repos, ne pourrait être produit que par une très-forte traction, et cependant le mouvement vibratoire peut être obtenu par une force très-faible. (SAVART, *A. C. et P.*, t. LXV.)

Le rapport des vibrations transversales aux vibrations longitudinales dépend de la forme des verges; Poisson l'a déterminé dans le cas des verges cylindriques et des verges parallélipipédiques. Pour une verge libre par les deux bouts, rendant le son le plus grave, en représentant par l sa longueur, par n' le nombre des vibrations longitudinales, par n le nombre des vibrations transversales, et par e l'épaisseur de la verge, on aura :

Pour les verges parallélipipédiques, $n = (2{,}05610)\frac{n'e}{l}$;

Pour les verges cylindriques, $n = (1{,}78063)\frac{n'e}{l}$.

Ces formules se sont trouvées parfaitement d'accord avec des expériences faites par Savart. (*A. C. et P.*, t. XXXVI, p. 87.)

L'analogie qui existe entre les vibrations des verges et celles des colonnes d'air conduit à une méthode très-simple pour déterminer la vitesse de transmission du son dans les corps solides. En effet, si on fait résonner un tuyau ouvert par les deux bouts et une tige métallique de même longueur soutenue par son milieu, de manière que les deux corps rendent le son le plus grave, en désignant par a et a' les nombres de vibrations des deux sons dans une seconde, il résulte de ce qui précède que le son parcourt la longueur du tuyau dans $\frac{1''}{a}$, et la longueur de la verge dans $\frac{1''}{a'}$. Alors les vitesses du son dans l'air et dans la tige seront en raison inverse des temps employés pour parcourir des longueurs égales, et on aura $v : v' :: a : a'$. Par exemple, en prenant une verge d'argent de deux pieds du Rhin de longueur, et en la faisant vibrer comme nous venons de le dire, on obtient $ré_6$; et un tuyau de même longueur, ouvert par les deux bouts, donne ut_2. Or ce dernier son est représenté par 4, et $ré_6$ l'est par $\frac{9}{8} \times 2^5 = 36$. Ainsi la vitesse du son dans l'argent est égale à celle de l'air multiplié par $\frac{36}{4}$: elle est donc neuf fois plus

grande. C'est par ce procédé que Chladni a trouvé la vitesse du son dans un grand nombre de corps solides : nous avons cité le résultat de ses expériences [409]. La vitesse du son ainsi obtenue n'est cependant point égale à celle qui aurait lieu dans une masse indéfinie dans tous les sens ; Poisson a démontré que cette dernière est plus grande, dans le rapport de $\sqrt{6}$ à $\sqrt{5}$.

440. Savart a fait sur les vibrations longitudinales des verges des observations très-curieuses que nous allons rapporter.

Lorsqu'on fait vibrer longitudinalement une verge longue et plate, soutenue par son milieu, de manière à lui faire rendre le son le plus grave, si la largeur n'excède pas 2 centimètres, il se forme des lignes nodales nombreuses, perpendiculaires à la direction de la verge, qui n'appartiennent point au mode de subdivision qui produit le son : car on ne peut les toucher en un point quelconque sans altérer le son, et ces lignes ne se correspondent pas sur les deux faces opposées. Quand l'épaisseur de la verge est de 4 à 5 millimètres, les lignes nodales de la face inférieure sont placées au milieu des intervalles qui séparent les lignes nodales voisines de la face supérieure. Les lignes nodales secondaires éloignées des nœuds se prononcent plus facilement et plus nettement que les autres : leur nombre dépend de la substance de la verge, de ses dimensions, et du son qu'on lui fait rendre ; elles augmentent avec l'accroissement de longueur et la diminution d'épaisseur. Lorsque la largeur de la lame excède 2 centimètres, les lignes nodales se courbent aux extrémités en sens contraire, se joignent, et forment des espèces de V. Les mêmes phénomènes se présentent sur les membranes tendues, longues et étroites.

Pour observer les lignes nodales secondaires sur des tiges cylindriques, on emploie de petits anneaux de papier très-étroits, et on marque leurs positions sur chaque arête du cylindre. On trouve ainsi que les lignes nodales forment des hélices symétriques de part et d'autre de chaque nœud. Ces lignes sont très-faciles à reconnaître dans les tubes de verre de 1 à 2 mètres de longueur et de 1 à 2 centimètres de diamètre, que l'on soutient par leur milieu, et qu'on ébranle en les frottant avec un morceau de drap mouillé. Il se forme également des lignes nodales sur la surface intérieure ; on peut les reconnaître avec du sable. Elles sont aussi en hélice, comme celles de la surface extérieure ; mais ces lignes ne se correspondent pas.

En opérant sur un grand nombre de verges libres par les deux

bouts, de verre, de cuivre, de laiton, d'acier, Savart a trouvé les lois suivantes :

1°. Lorsque deux verges de la même matière ont la même largeur et la même épaisseur, ou en général des sections égales, les distances des nœuds sont proportionnelles aux racines carrées des longueurs.

2°. Lorsque des verges rectangulaires ont même largeur et même longueur, les longueurs des parties vibrantes sont proportionnelles aux racines carrées des épaisseurs.

3°. Quand les verges ne diffèrent que par la largeur, les longueurs des parties vibrantes sont les mêmes.

Savart a démontré que les lignes en question résultent d'un mouvement vibratoire transversal concomitant et isochrone avec celui qui a lieu longitudinalement. En admettant ce fait, il est d'abord facile de reconnaître que les lois énoncées précédemment s'accordent très-bien avec cette supposition. En effet, la troisième loi est une conséquence nécessaire de ce que le nombre des vibrations transversales et longitudinales n'est point altéré par la largeur des verges. La première est également compatible avec l'hypothèse admise, car les nombres des vibrations longitudinales sont en raison inverse des longueurs des verges et, par suite, une verge quatre fois plus petite qu'une autre doit faire quatre fois plus de vibrations dans le même temps; mais les parties qui vibrent transversalement étant deux fois plus petites font quatre fois plus de vibrations, puisque les nombres de vibrations sont proportionnels aux carrés renversés des longueurs [438]. Quant à la seconde loi, elle s'explique également bien, car le nombre des vibrations longitudinales n'étant pas influencé par l'épaisseur, tandis que celui des vibrations transversales est, au contraire, proportionnel à l'épaisseur [438], il est clair, d'abord, que pour que ce dernier mouvement reste isochrone au premier, il faut que les longueurs des parties vibrantes s'accroissent quand l'épaisseur augmente; et comme, d'un autre côté, dans le cas des vibrations transversales, les nombres de vibrantes sont comme les carrés renversés des longueurs des verges, il faut que les longueurs des parties vibrantes deviennent proportionnelles à la racine carrée de l'épaisseur.

On peut, du reste, prouver directement la coexistence des mouvements longitudinaux et transversaux en faisant vibrer successivement une verge transversalement et longitudinalement, et de manière à lui faire rendre le même son : on observe alors sur une même

face de la verge qui a vibré transversalement, tous les nœuds qui se trouvent sur les deux faces de la verge qui a vibré longitudinalement.

441. *Vibrations des verges courbes.* Lorsqu'une verge courbe est en vibration sonore, le son rendu dépend non-seulement de la longueur et de l'épaisseur de la verge, mais encore de sa courbure. On n'emploie dans les arts qu'une seule espèce de verge courbe, qu'on nomme *diapason*. Il sert à régler le ton des instruments de musique; sa forme se trouve indiquée fig. 303. Les deux branches AB et CD sont convergentes, et, par conséquent, plus voisines vers leurs extrémités A et C que vers leurs bases; on introduit entre elles un cylindre de bois M, qui peut entrer librement vers BD, mais qui ne peut sortir par AC qu'en écartant les verges : de sorte qu'en le faisant sortir rapidement, les deux tiges se mettent en vibration. On augmente l'intensité du son en appuyant l'instrument sur une caisse sonore. Comme le mode d'ébranlement est toujours le même, il en résulte constamment un même son, et, par suite, un type invariable pour régler le ton des instruments, en accordant avec lui la note qui forme son unisson. On fait des diapasons qui sont composés de douze verges courbes, graduées de manière à rendre exactement les douze demi-tons moyens dont se compose un octave dans le système de tempérament égal. A leur aide, on accorde les harpes et les pianos avec la plus grande facilité : on commence par mettre à l'unisson des diapasons les notes qui leur correspondent, et toutes les autres se déduisent des premières par des accords d'octave.

442. *Vibrations des corps rigides de forme quelconque.* Lorsqu'un corps rigide de forme quelconque est mis en vibration, de manière à donner naissance à un son soutenu, le corps se partage en un certain nombre de parties, qui vibrent séparément à l'unisson comme dans les cordes et dans les verges. Les surfaces de séparation de ces différentes parties ne participent point au mouvement et restent, par conséquent, immobiles; leurs intersections avec les surfaces du corps portent, comme nous l'avons déjà dit, le nom de *lignes nodales*. On peut facilement reconnaître leur existence et leurs formes sur les surfaces horizontales en y répandant du sable fin : les mouvements tangentiels ou normaux le rassemblent sur les lignes nodales.

Pour produire facilement ces lignes nodales et les varier à volonté, on prend des plaques de verre ou de métal de différentes formes, et

les pressant légèrement entre les mâchoires d'un étau par deux points opposés des deux surfaces, on promène un archet perpendiculairement sur un point du contour, en appuyant les doigts sur quelques-uns des points par lesquels les lignes nodales doivent passer. Chladni a beaucoup varié ces expériences, en les appliquant à des plaques de différentes formes. Les figures 304 et 305 représentent quelques-unes de celles qu'on obtient facilement avec des plaques carrées et circulaires. Les arrangements les plus simples sont ceux qui correspondent aux sons les plus graves. Lorsque les lames sont en verre, les bords doivent être usés à l'émeri. Pour produire les figures les plus simples, on peut employer des plaques de 3 pouces de largeur; mais, pour celles qui sont plus compliquées, les plaques doivent être plus grandes.

Savart, à qui l'on doit tant de découvertes importantes dans l'acoustique, a fait des expériences très-nombreuses sur les vibrations transversales des plaques. Il conservait les empreintes des figures produites par le sable accumulé sur les lignes nodales, en remplaçant le sable par une poudre grossière, obtenue par la pulvérisation du tournesol qui avait été délayé dans de l'eau gommée et séché. En appliquant une feuille de papier humide sur la plaque, la poudre y restait adhérente. Nous citerons les principaux faits qu'il en a constatés.

443. Lorsque les plaques semblables produisent des figures semblables, les nombres de vibrations sont en raison inverse des surfaces, et proportionnels à l'épaisseur des plaques.

Les poudres très-fines, telles que celle de lycopode, s'accumulent sur les parties des plaques qui sont dans la plus grande agitation. Savart pensait que les figures tracées ainsi sont des lignes nodales appartenant à des sons qui accompagnent le son fondamental, et M. Faraday qu'elles proviennent des courants d'air qui se produisent pendant les vibrations des plaques, et entraînent les poudres très-légères, car ces lignes nodales secondaires ne se forment pas dans le vide.

444. Un corps quelconque est susceptible de se diviser en parties vibrant à l'unisson, disposées d'une infinité de manières différentes; et tous ces modes de division peuvent se transformer les uns dans les autres par des nuances insensibles, de sorte que chaque corps peut toujours vibrer de manière à rendre un son quelconque, et un même son peut être donné par plusieurs modes de division. Ainsi on ne doit admettre l'existence des séries déterminées de sons

pour chaque corps d'une forme donnée qu'avec la restriction que le caractère propre des modes de subdivision demeure le même. Les divisions s'obtiennent avec une extrême facilité dans les membranes et dans les corps rigides réduits en lames minces, à cause de l'amplitude des vibrations.

445. La forme et la disposition des lignes nodales dépendent de la forme du corps, du mode d'ébranlement, des points fixes, et, quand l'élasticité n'est pas la même dans tous les sens, de la position des axes d'élasticité.

Lorsqu'un élément plan très-petit, pris à la surface ou dans l'intérieur d'un corps, est ébranlé normalement, la réaction due à l'élasticité n'a pas toujours lieu dans la direction de la pression. On démontre en mécanique que, quelle que soit la loi suivant laquelle la direction de la réaction varie par le changement de direction de la pression, il existe toujours trois directions, perpendiculaires entre elles, suivant lesquelles la réaction a lieu sur la même direction que la pression. Ces directions portent le nom d'*axes d'élasticité*. En désignant sous le nom d'*élasticité*, dans une certaine direction, le rapport entre la force développée dans cette direction et le chemin parcouru pour la produire, un des axes d'élasticité est la direction du maximum d'élasticité, un autre celle du minimum, et le dernier celle de l'élasticité moyenne. Lorsque l'élasticité est égale dans la direction de deux axes, l'élasticité de la matière est la même dans toutes les directions parallèles au plan des deux axes; quand l'élasticité est la même dans les directions des trois axes, elle est la même dans toutes les directions. Dans les corps d'une structure régulière, tels que certains cristaux, les axes d'élasticité ont la même direction dans tous les points; mais pour les corps non cristallisés elle change d'un point à un autre. Pour le bois, l'axe de maximum d'élasticité est parallèle aux fibres; l'axe moyen perpendiculaire aux couches annuelles; l'axe minimum perpendiculaire aux fibres et parallèle aux couches.

Savart a démontré l'influence de la position des axes d'élasticité de la manière suivante. Si on prend une plaque circulaire d'une matière bien homogène, en la tenant par son centre on pourra obtenir des lignes nodales formées par un nombre quelconque de diamètres ou de cercles concentriques; et la même figure pourra être placée d'une manière quelconque sur la lame, c'est-à-dire une des lignes diamétrales pourra passer par un point quelconque de la circonférence. Mais il n'en serait plus ainsi si la lame n'avait pas la

même élasticité dans toutes les directions. Par exemple, une lame de cuivre circulaire, dont la surface est couverte d'un grand nombre de raies profondes et parallèles, ne peut donner deux lignes nodales perpendiculaires qu'autant qu'une de ces lignes est dirigée parallèlement aux raies; et, si on ébranle la plaque à l'extrémité du diamètre perpendiculaire aux raies, il se forme deux lignes nodales courbes ayant la figure des deux branches d'une hyperbole (fig. 305 A), et dont l'axe réel est perpendiculaire aux raies. Les plaques de bois circulaires dans lesquelles les faces sont parallèles aux fibres présentent le même phénomène.

Presque tous les corps, les métaux fondus, laminés, le verre, la résine, l'ardoise, etc., se comportent comme les lames de bois taillées parallèlement aux fibres; et, chose remarquable, des plaques circulaires prises dans la même feuille, ou tirées d'une même masse coupée dans différentes directions, produisent des lignes nodales qui ne se correspondent point. Savart n'a trouvé, parmi les nombreuses substances qu'il a examinées, qu'une seule qui, en plaque circulaire, produisît deux lignes nodales perpendiculaires pouvant occuper toutes les positions posibles : c'est la cire d'Espagne. Il paraît que, dans le verre, les métaux, le soufre, il se forme, à l'instant de la solidification, des cristaux groupés régulièrement dans une certaine étendue, mais suivant une direction variable. Il semble aussi que les molécules ne prennent pas immédiatement après la solidification des dispositions fixes, et que l'arrangement final exige un certain temps : car les corps, immédiatement après leur solidification, résonnent moins qu'après quelques jours.

446. Les expériences que nous avons rapportées, sur des plaques circulaires de cuivre striées, ou sur les plaques de bois taillées parallèlement aux fibres, font voir l'influence de l'inégale élasticité des lames, quand deux des axes d'élasticité sont parallèles à la lame; mais il était important de reconnaître, en général, l'influence de la position des trois axes d'élasticité par rapport à la direction de la lame. Les expériences ont été faites sur des morceaux de bois pris dans des troncs d'un très-grand diamètre, et taillés parallèlement aux fibres. Les couches annuelles concentriques ayant un très-grand diamètre, les trois axes d'élasticité dans ces blocs étaient dirigés parallèlement aux fibres, parallèlement aux rayons, et perpendiculairement à ces deux directions. Pour déterminer les élasticités dans les directions des axes, Savart fit tailler de petites verges prismatiques égales dans ces trois directions, et il en détermina

l'élasticité en comparant les nombres de vibrations transversales qu'elles exécutaient dans le même temps, pour le même mode de division : car ces nombres de vibrations sont comme les racines carrées de la résistance à la flexion, ou, ce qui est la même chose, la résistance à la flexion varie comme le carré des nombres d'oscillations. En opérant sur un morceau de bois de hêtre, représentant par l'unité la résistance perpendiculaire aux fibres et dans le plan des couches ligneuses, qui est la plus petite, la résistance perpendiculaire aux couches annuelles était 2,25, et 16 dans la direction des fibres. Voici maintenant les résultats auxquels Savart est parvenu, en faisant vibrer des plaques circulaires taillées dans différentes directions. (*A. C. et P.*, t. XL.)

1°. Lorsqu'un des axes d'élasticité se trouve dans le plan de la lame, l'une des figures nodales se compose toujours de deux lignes droites qui se coupent à angle droit, et dont l'une se place constamment sur la direction même de cet axe.

2°. Lorsque la lame ne contient aucun des axes dans son plan, les deux figures nodales sont constamment des courbes hyperboliques; jamais il n'entre de lignes droites dans leur composition.

3°. Les nombres de vibrations qui accompagnent chaque mode de division sont, en général, d'autant plus élevés que l'inclinaison de la lame sur l'axe de plus grande élasticité devient moindre.

4°. La lame qui donne le son le plus aigu, ou qui est susceptible de produire le plus grand nombre de vibrations, est celle qui contient dans son plan l'axe de plus grande élasticité et celui de moyenne élasticité.

5°. La lame qui est perpendiculaire à l'axe de plus grande élasticité est celle qui fait entendre le son le plus grave, ou qui est susceptible de produire le plus petit nombre de vibrations.

6°. Quand l'un des axes est dans le plan de la lame, et que l'élasticité dans le sens perpendiculaire à cet axe est égale à celle qu'il possède lui-même, les deux systèmes nodaux sont semblables : ils se composent chacun de deux lignes droites qui se coupent rectangulairement, et ils se placent à 45° l'un de l'autre. Il n'y a, dans un corps qui possède trois axes inégaux d'élasticité, que deux plans qui jouissent de cette propriété.

7°. Le premier axe des courbes nodales se plaçant toujours suivant la direction de la moindre résistance à la flexion, il suit de là que, quand, dans une série de lames, cet axe se place dans la direction occupée d'abord par le second, c'est que, suivant cette der-

nière direction, l'élasticité est devenue relativement moindre que dans l'autre.

8°. Dans un corps qui possède trois axes inégaux d'élasticité, il y a quatre plans pour lesquels l'élasticité est distribuée de telle manière que les deux sons des lames parallèles à ces plans deviennent égaux, et que les deux modes de division se transforment graduellement l'un dans l'autre, en tournant autour de deux points fixes, que pour cette raison Savart a désignés sous le nom de *centres nodaux*.

9°. Les nombres de vibrations ne sont liés qu'indirectement aux modes de division : car des figures nodales semblables sont ou peuvent être accompagnées de sons très-différents, et les mêmes sons peuvent être produits à l'occasion de figures très-différentes.

Ainsi, il résulte des faits que nous venons de rapporter que, quand une lame circulaire ne jouit pas des mêmes propriétés dans toutes les directions, ou, en d'autres termes, quand les parties qui la constituent ne sont pas arrangées symétriquement autour de son centre, les modes de division dont elle est susceptible affectent des positions déterminées par la structure même du corps; et que chaque mode de division considéré en particulier peut toujours, en subissant toutefois des altérations plus ou moins considérables, s'établir dans deux positions également déterminées : de sorte qu'on peut dire que, dans les lames circulaires hétérogènes, tous les modes de division sont doubles.

A l'aide de ces données, on peut se faire une idée de l'état élastique des corps cristallisés, en les soumettant au même mode d'exploration. C'est ce que Savart a fait pour le cristal de roche et la chaux carbonatée. Voici un résumé des résultats qu'il a obtenus.

447. Le cristal de roche se présente ordinairement sous la forme d'un prisme hexaèdre régulier, terminé par des pyramides à six faces. Quoique cette substance ne puisse pas être clivée par les moyens ordinaires, on admet, par analogie, que sa forme primitive est un rhomboèdre, tel que celui qu'on obtiendrait si le cristal était susceptible d'être clivé parallèlement à trois faces non adjacentes des pyramides. L'exactitude de cette induction se trouve d'ailleurs confirmée par une expérience très-simple, qui consiste à faire rougir un prisme de cristal de roche et à le refroidir subitement en le plongeant dans l'eau. Cette opération en détermine la fracture, qui, le plus souvent, donne pour résultat des morceaux de cristal ayant la forme de rhomboèdres. En partant de ces notions, fournies par la minéralogie, il est clair que les lames circulaires, prises dans des directions différentes, doivent, par rapport aux vibrations sonores, présenter des phénomènes différents, puisque la cohésion et l'élasticité

ne sont pas les mêmes dans toutes les directions. Des expériences faites sur un grand nombre de plaques taillées dans des directions différentes, ont conduit aux résultats suivants :

1°. L'élasticité de toutes les lignes diamétrales d'un plan quelconque perpendiculaire à l'axe d'un prisme de cristal de roche peut être considérée comme étant sensiblement la même.

2°. Tous les plans parallèles à l'axe ne possèdent pas la même élasticité ; mais, si on prend trois quelconques de ces plans, assujettis à cette seule condition qu'ils forment entre eux des angles égaux, alors leur état élastique est le même.

3°. Les transformations des lignes nodales d'une série de lames taillées autour de l'une des arêtes de la base du prisme sont tout à fait analogues à celles qu'on observe dans une série de lames taillées autour de l'axe intermédiaire dans les corps qui possèdent trois axes inégaux d'élasticité.

4°. Les transformations des lignes nodales d'une série de lames perpendiculaires à l'un quelconque des trois plans qui passent par deux arêtes opposées de l'hexaèdre sont, en général, analogues à celles d'une série de lames taillées autour d'une ligne qui partage en deux parties égales l'angle plan compris entre deux des trois axes d'élasticité dans les corps où ces axes sont inégaux et rectangulaires.

5°. Au moyen des figures acoustiques d'une lame taillée dans un prisme de cristal de roche à peu près parallèlement à l'axe, et non parallèlement à deux faces de l'hexaèdre, on peut toujours distinguer quelles sont les faces de la pyramide susceptibles de clivage. On peut encore arriver au même résultat par la disposition des modes de division d'une lame prise à peu près parallèlement à l'une des faces de la pyramide.

6°. Quelle que soit la direction des lames, l'axe optique, l'axe de figure du prisme, ou sa projection sur leur plan, y occupe toujours une position qui est liée intimement avec l'arrangement des lignes acoustiques : ainsi, par exemple, dans toutes les lames taillées autour de l'une des arêtes de la base du prisme, l'axe optique ou sa projection correspond constamment à l'une des deux droites qui composent le système nodal formé de deux lignes droites qui se coupent rectangulairement.

En comparant ces faits avec ceux que présente un corps à trois axes inégaux d'élasticité, Savart a été conduit à considérer les cristaux prismatiques de cristal de roche comme possédant trois systèmes égaux d'axes d'élasticité dont les directions sont : pour le premier la petite diagonale des faces du rhomboèdre, pour le second la grande diagonale perpendiculaire à la petite, et pour le troisième une ligne située dans le plan diagonal passant par la grande diagonale du losange, perpendiculaire au second axe, et faisant avec le premier un angle de 57° 40′ 13″. Le premier est l'axe de la plus grande élasticité, le dernier celui de moindre élasticité.

Les cristaux de chaux carbonatée ont donné les mêmes résultats; mais ils présentent une circonstance particulière importante ; ces cristaux sont souvent susceptibles d'être divisés parallèlement aux plans diagonaux, et alors les intersections de deux de ces plans avec les faces donnent les directions de deux axes d'élasticité, et l'intersection de ces deux plans entre eux donne la direc-

tion de l'autre axe ; alors il serait possible que les cristaux de quartz fussent réellement susceptibles de ce mode secondaire de division. Les cristaux de chaux carbonatée présentent encore une circonstance remarquable : la petite diagonale des faces du rhomboèdre est l'axe de moindre élasticité, tandis que dans le quartz c'est l'axe de plus grande élasticité. Cette circonstance est importante : car nous verrons qu'il existe entre ces deux substances des différences remarquables sous le rapport de la chaleur et de la lumière : quand on les chauffe, on trouve que, dans la chaux carbonatée, l'angle dièdre des faces du sommet diminue, tandis que dans le quartz cet angle augmente. Enfin nous verrons que tous deux jouissent de la double réfraction; mais elle est attractive dans le quartz et répulsive dans la chaux carbonatée.

Les résultats de ces expériences faites par Savart sont d'une haute importance, par la découverte des trois systèmes d'axes d'élasticité dans les cristaux dont la forme primitive est en un rhomboèdre, dans chacun desquels deux seulement sont rectangulaires, structure qu'on était bien loin de prévoir, et qui ne s'accorde nullement avec celle que les phénomènes optiques de ces substances avaient fait présumer.

On peut se rendre compte de cette anomalie apparente, en admettant cette supposition, appuyée par tant de phénomènes différents, que les molécules cristallines, c'est-à-dire celles qui se réunissent d'une manière régulière pour former les cristaux, sont réellement composées d'un grand nombre de molécules élémentaires, d'atomes, quand il s'agit de corps simples; et de combinaisons égales d'atomes de différente nature, dans le cas des corps composés; alors les phénomènes lumineux proviendraient des vibrations des atomes ou des molécules élémentaires, tandis que les vibrations sonores, beaucoup plus lentes et plus persistantes, proviendraient des vibrations de groupes égaux d'atomes ou de molécules élémentaires dont l'élasticité, dépendant à la fois de celle des éléments et de la forme de leur ensemble, pourrait être fort différente de l'élasticité d'un corps homogène formé par le groupement régulier des atomes ou des molécules élémentaires.

Les résultats analytiques sur les axes d'élasticité ne seraient point applicables à l'élasticité développée dans les vibrations sonores, parce que ces résultats supposent que l'élasticité se produit entre des surfaces très-petites relativement à la distance d'affinité sensible, ce qui n'existe pas évidemment quand l'élasticité se manifeste entre des groupes de molécules. Nous reviendrons sur ce sujet en parlant de l'explication de la double réfraction dans le système des ondulations.

448. Les membranes tendues sont susceptibles de produire avec une extrême facilité tous les nombres de vibrations, lorsqu'elles sont ébranlées par le voisinage d'une plaque ou d'un timbre en vibration, et pour chacun d'eux elles se divisent d'elles-mêmes d'une manière particulière ; mais le même nombre de vibrations peut être produit par des modes différents de division, et les lignes nodales peuvent passer de différentes manières continues d'une forme à une

autre. Cependant il y a toujours, pour chaque membrane, certains sons qui s'obtiennent plus facilement que les autres.

449. Les bois et les métaux en lames très-minces se comportent comme les membranes; mais la transformation continue des lignes nodales les unes dans les autres est bien plus difficile à réaliser dans les plaques rigides ou les lames métalliques très-minces que dans les membranes, attendu que, dans les premières, pour obtenir un mode de division donné, il faut rendre immobiles plusieurs points de la surface de la lame ; et comme il arrive souvent que ces points appartiennent à plusieurs systèmes de lignes nodales, on obtient alors des sons beaucoup plus graves ou beaucoup plus aigus. Mais Savart a effectué cette transformation dans plusieurs cas particuliers; de sorte qu'il ne reste aucun doute que cette transformation ne puisse avoir lieu sur les plaques rigides comme sur les membranes, et que les premières comme les dernières ne puissent produire tous les sons : seulement, pour les corps rigides, les mouvements correspondants à certains sons se trouvent trop faibles pour être appréciables.

450. En général, les lignes nodales sont fixes; mais, dans certaines circonstances, elles font des oscillations autour d'une certaine position sur laquelle le sable s'arrête après la cessation du mouvement, et, dans d'autres, les lignes nodales éprouvent un mouvement de translation continu. La découverte de ce singulier phénomène est due à Savart. Voici dans quelles circonstances il se produit.

Si on prend une lame circulaire de laiton, ayant 30 à 40 centimètres de diamètre, fixée par son centre, et qu'on la fasse vibrer de manière à obtenir des lignes nodales diamétrales, ces lignes restent parfaitement immobiles tant que l'archet touche le disque; mais si on l'écarte subitement, les lignes nodales oscillent autour des positions qu'elles occupaient d'abord, et le sable s'y arrête quand le mouvement est près de cesser. L'amplitude des oscillations est d'autant plus grande que l'on promène l'archet avec plus de vitesse et qu'on le sépare plus vivement de la lame vibrante; de sorte qu'il peut arriver que l'oscillation soit assez grande pour que les lignes nodales, entraînées au delà du milieu de l'intervalle qui les séparait dans leur première position, soient transportées dans le même sens, jusqu'à ce qu'elles aient parcouru toute l'étendue d'une partie vibrante entière. On conçoit que, parvenues à cette nouvelle position, elles ne peuvent pas s'y arrêter subitement, et qu'elles

doivent osciller de nouveau; si l'on vient alors à donner un second coup d'archet au même point, on déterminera les lignes nodales à faire un nouveau pas, et si les coups d'archet se suivent à des intervalles réglés, la poussière prendra un mouvement de rotation continu. Pour rendre ce phénomène plus sensible, il faut employer de la poudre de lycopode au lieu de sable. (*A. C. et P.*, t. XXXVI, p. 257.)

Ce phénomène ne peut évidemment avoir lieu que quand les lignes nodales peuvent se déplacer sans qu'il y ait changement de ton. On conçoit d'après cela qu'il ne doit se manifester dans les plaques qu'autant qu'elles sont circulaires, et que les lignes nodales sont formées seulement de diamètres et de cercles concentriques: les timbres, les anneaux, les cloches, en sont également susceptibles.

Lorsque le changement de position des parties vibrantes est borné à de simples oscillations, il est accompagné de variations d'intensité dans le son; le plus grand renforcement a lieu lorsque les parties vibrantes atteignent la limite de leur excursion dans un sens, tandis que la moindre intensité a lieu lorsqu'elles atteignent la limite opposée. C'est à ces oscillations des lignes nodales que sont dues les variations d'intensité du son des cloches. Quand les lignes nodales acquièrent un mouvement de rotation, le son prend un caractère particulier, les alternatives disparaissent, et le son devient plus aigu.

451. Il est très-probable que les corps d'une forme quelconque se divisent en plusieurs systèmes de parties qui vibrent à l'unisson dans chaque système, et forment ainsi des lignes nodales de différents ordres correspondants à des sons d'intensité décroissante. Ces sons, analogues aux sons harmoniques que rend une corde vibrante, doivent avoir entre eux des rapports différents, suivant la nature, la forme du corps, et le mode d'ébranlement, rapports qui constituent le timbre; et c'est le décroissement rapide d'intensité de ces sons qui rend supportable leur coexistence, laquelle, sans cette circonstance, produirait des dissonances intolérables.

Quant aux surfaces nodales elles-mêmes, il est très-probable qu'elles résultent des mouvements égaux, et de signes contraires apportés simultanément dans certains points par les ondes directes et réfléchies contre la surface même du corps, parties à différentes époques du centre d'ébranlement.

§ 6. *Communication des mouvements vibratoires des corps.*

452. Il résulte de ce qui précède que tous les corps peuvent, lorsqu'ils sont convenablement ébranlés, prendre des mouvements de vibration dont la nature, la rapidité, la force et la permanence, dépendent de la nature de ces corps, de leur forme et des circonstances de leur ébranlement. Tous les corps peuvent également prendre cet état vibratoire par le contact avec d'autres en vibration : c'est ainsi que les caisses de tous les instruments à cordes résonnent sous l'influence des cordes, dont elles renforcent le son. C'est un fait que l'on peut facilement constater en prenant un diapason de fer (fig. 303) : si, après l'avoir fait vibrer, on le pose sur une caisse sonore, le son acquiert une intensité très-remarquable. Savart a fait de nombreuses recherches sur la communication des mouvements vibratoires des corps, et c'est à lui que nous devons tout ce que nous allons rapporter sur cette importante partie de l'acoustique. (*A. C. et P.*, t. XXV.)

453. *Mode de transmission.* Pour étudier ce qui se passe dans le mode de transmission des vibrations par le simple contact, plaçons deux petites planches de sapin *ac* et *bd* (fig. 305 B) perpendiculairement sur une troisième *ab*, puis fixons en *c* une petite planchette *ce*, et joignons le point *e* et le point *d* par une corde de violon; alors répandons du sable sur la planchette, et mettons la corde en vibration à l'aide d'un archet. Le sable répandu sur la planchette *ce* forme des figures qui attestent les vibrations de cette plaque, et la direction de ses mouvements fait juger de celle du mouvement de la plaque : on reconnaît alors qu'elle varie avec la direction de l'archet. Lorsque l'archet est dirigé parallèlement à la plaque *ce*, les vibrations sont tangentielles; quand l'archet est dirigé verticalement, la plaque reçoit des vibrations normales, et, en général, elles sont parallèles à celles de la corde.

Ce fait remarquable peut encore être facilement constaté au moyen de l'appareil fig. 306. *ab* est une corde tendue entre deux supports A et A'; MN est une plaque de bois enfilée dans la corde par son centre, au milieu de laquelle elle se soutient par le frottement. Lorsqu'on donne à la corde des vibrations transversales, elles deviennent longitudinales dans la plaque, et réciproquement; et la direction des mouvements du sable est toujours parallèle à l'archet.

On peut encore employer l'appareil fig. 307. *ab* est une corde tendue d'une manière quelconque; MN est une plaque de bois mince ou de verre que l'on tient entre les doigts par son milieu, et que l'on appuie contre la corde pendant qu'on la met en vibration. Les vibrations transversales imprimées à la corde par l'archet donnent naissance à des vibrations tangentielles dans la plaque, et on peut facilement reconnaître, comme dans les expériences précédentes, que les directions des mouvements du sable sont parallèles aux mouvements de l'archet.

Il résulte de là, qu'une corde transmet aux particules d'une lame qu'elle touche un mouvement parallèle à celui qu'elle éprouve, et que celles-ci le transmettent aux suivantes de la même manière: de sorte que, dans toute l'étendue de la plaque, les vibrations des particules ont lieu suivant des droites parallèles.

L'appareil fig. 308 met encore mieux en évidence le mode de transmission des mouvements vibratoires. Cet appareil se compose d'un assemblage de verges planes de verre, réunies à angles droits avec du mastic. Si on met la première verge AB en vibration, toutes les autres vibrent parallèlement; par exemple, si on lui imprime des vibrations longitudinales, toutes les verges verticales vibrent transversalement, et toutes les verges horizontales longitudinalement.

C'est ainsi que les vibrations des cordes du violon se transmettent par le chevalet à la table supérieure, et de celle-ci à la table inférieure par l'âme, les éclisses, les tasseaux et l'air contenus dans la caisse. On voit d'après cela que les tables de l'instrument doivent être de nature à vibrer facilement et également sous l'influence de tous les sons que les cordes peuvent rendre, et que c'est une des conditions les plus importantes et les plus difficiles à remplir dans la construction des instruments à cordes.

Le fait que nous venons de rapporter fait voir de quelle manière les mouvements vibratoires se propagent et se communiquent; mais il fallait examiner comment des vibrations longitudinales, qui sont si rapides et donnent des sons si aigus, peuvent provoquer dans les corps en contact, des vibrations transversales qui sont beaucoup plus lentes, et qui, cependant, produisent des sons identiques. Savart en a donné une explication très-satisfaisante, fondée sur l'inspection des lignes nodales. Les intervalles des nœuds s'agrandissent sur les verges qui vibrent longitudinalement et se rapprochent sur les autres, de manière que le mouvement longitudinal

des premières se trouve être celui qui conviendrait à des verges beaucoup plus longues, et que le mouvement transversal des autres est le même que celui qui convient à des verges libres beaucoup plus courtes. C'est cette influence mutuelle des différentes parties d'un système vibrant qui leur fait produire des vibrations isochrones, et par conséquent consonnantes.

Le mode de transmission du mouvement dont nous venons de parler ne se vérifie cependant pas dans toutes les circonstances. Quand les corps ébranlés ne sont ni des verges droites ni des plaques à surfaces planes, la direction des mouvements moléculaires est souvent modifiée par leurs formes. Lorsqu'un corps a la forme d'un vase ou d'un anneau, et qu'il est ébranlé en un point de la circonférence dans la direction d'un rayon, l'anneau se divise en parties égales, qui vibrent toutes dans la direction du rayon correspondant. On conçoit d'ailleurs que, dans un corps quelconque mis en vibration, les mouvements moléculaires résultant non-seulement des mouvements qu'ils reçoivent directement des centres d'ébranlements, mais des mouvements apportés suivant un grand nombre de directions diverses, la direction de la résultante de tous ces petits mouvements peut être fort différente de celle du mouvement primitif, quoique la transmission des mouvements élémentaires se fasse suivant des droites parallèles.

Nous ajouterons que la direction du mouvement vibratoire dans le corps ébranlé directement a une grande influence sur la facilité de la transmission. Ainsi, par exemple, si on place un diapason à l'extrémité d'une tige horizontale, communiquant avec une caisse sonore comme celle d'un piano, quand le plan du diapason est perpendiculaire à la direction de la tige, le mouvement vibratoire se communique très-peu; en tournant le plan du diapason, le son augmente progressivement, et il acquiert beaucoup d'intensité quand il est dirigé dans le sens de la longueur de la tige. Le mouvement vibratoire des cordes de la harpe se communique facilement aux cordes qui peuvent rendre des sons harmoniques quand ces dernières sont placées dans le plan des mouvements, et très-faiblement quand elles sont placées dans un plan perpendiculaire (Wheatstone).

454. *Modifications qu'éprouvent les sons.* Il nous reste maintenant à examiner les modifications qu'éprouvent les sons et les modes de division des corps mis en contact.

Lorsqu'on met deux corps en contact, et que l'un d'eux n'est pas très-petit par rapport à l'autre, le son résultant est tantôt plus

grave, tantôt plus aigu que celui du premier corps isolé : par exemple, lorsqu'une verge encastrée par une de ses extrémités vibre transversalement, en fixant, avec du mastic, une plaque perpendiculairement à sa direction et sur un des nœuds, le son s'élève, et d'autant plus que la plaque est plus épaisse; si, au contraire, on pose seulement un corps sur une partie vibrante, le son baisse. En général, lorsqu'on ébranle deux corps réunis, il peut arriver que leurs masses soient comparables, ou que l'une d'elles soit très-petite par rapport à l'autre : dans le premier cas, le son résulte de l'ensemble et diffère de ceux que les deux corps rendraient séparément dans les mêmes circonstances; dans le second, le son produit ne diffère pas de celui que rendrait la grande masse isolée. Cependant on rencontre souvent des exceptions, surtout quand c'est le plus petit corps qui est ébranlé directement, et il est difficile de s'en rendre compte. On voit, d'après cela, pourquoi, dans les tuyaux d'orgues, le son de l'embouchure diffère de celui qu'elle produit quand elle est réunie au tuyau.

455. *Modifications qu'éprouvent les lignes nodales.* Quant aux lignes nodales de deux corps réunis, elles sont les mêmes que celles qui se produiraient sur un des corps isolé, si le second est très-petit par rapport au premier. Pour certains modes d'ébranlement elles sont aussi les mêmes quand les corps sont égaux et se touchent par un petit nombre de points. C'est ce qui arrive encore sensiblement dans certains cas où le son rendu par l'ensemble des deux corps diffère des sons rendus par chacun d'eux : par exemple, une plaque de verre au centre de laquelle on a fixé une tige de verre perpendiculaire à son plan, successivement sur chaque face, et ensuite sur toutes les deux, a rendu les sons *ré*, *ré*♯ et *mi*, et cependant, dans les trois cas, les lignes nodales étaient les mêmes; mais, en général, les lignes nodales appartiennent à l'ensemble, et ne peuvent pas être reproduites sur un des corps isolés.

Les modifications qu'éprouvent deux corps dans toutes les circonstances qui accompagnent leurs vibrations lorsqu'ils sont en contact, proviennent de ce qu'ils sont alors obligés de vibrer à l'unisson. C'est à cette cause qu'il faut attribuer ce fait, connu depuis longtemps, que deux horloges dont les marches diffèrent peu, s'accordent parfaitement quand elles sont fixées sur le même support.

456. Les mêmes phénomènes se reproduisent dans la communication du mouvement à une membrane tendue. Pour en faire l'ex-

périence on tend une membrane sur l'ouverture d'un tambour (fig. 309); la membrane est percée à son centre d'une ouverture à travers laquelle on fait passer à frottement une tige qui se fixe par sa partie inférieure sur le fond du tambour; en passant un archet sur la tige, la membrane prend des mouvements tangentiels, qui donnent naissance à des lignes nodales différentes sur les deux faces. Si on donne à la tige des vibrations longitudinales, en la frottant avec un morceau de drap enduit de colophane, ou au moyen de l'archet, que l'on dispose d'une manière très-oblique à sa direction, la membrane vibre transversalement.

457. *Transmission par les liquides.* Les liquides communiquent les mouvements vibratoires comme les corps solides. C'est ce qu'on peut reconnaître en plaçant une planchette mince, vernie, à la surface de l'eau renfermée dans un vase au fond duquel on a mastiqué une tige qu'on ébranle diversement : en recouvrant de sable la planchette, il se meut parallèlement à la direction de l'ébranlement de la tige. Il faut, dans cette expérience, éviter que la planchette ne touche les bords du vase, car elle en partagerait les mouvements, qui, comme nous l'avons vu, ont des directions différentes de celle de l'ébranlement primitif.

Lorsqu'on fait vibrer un corps dans divers milieux, tels que l'eau, l'huile, le mercure, Savart a reconnu qu'ils n'exercent aucune influence sur les vibrations tangentielles, mais qu'ils en exercent une très-grande sur les vibrations normales ou plus ou moins obliques. Il résulte de là que des verges qui vibrent longitudinalement donnent le même son dans l'air et dans les différents liquides; mais que des vases tels que des verres à boire ordinaires donnent dans l'eau un son plus grave que dans l'air. Il suit aussi de là que les modes de division des corps qui résonnent dans différents milieux sont invariables tant qu'il ne s'agit que de vibrations tangentielles, mais qu'il n'en est point ainsi pour les vibrations normales. On peut s'assurer de ces faits en projetant du sable à travers le liquide sur le corps qui y est plongé : les lignes nodales se dessinent tout aussi bien que dans l'air.

458. *Transmission par l'air.* L'air peut aussi communiquer aux corps avec lesquels il est en contact les vibrations qu'il a reçues : c'est ainsi que les cordes sont mises en vibration par l'air lorsqu'il transmet des sons harmoniques des leurs. C'est encore ainsi que les sons de l'orgue font souvent frémir et résonner les vitres qui sont susceptibles de vibrer à l'unisson.

Savart a aussi étudié ce mode de transmission, appliqué à des membranes minces tendues, telles que le parchemin, le papier, etc. Quand on fait vibrer à quelque distance d'une semblable membrane placée horizontalement un disque métallique parallèle, la membrane entre aussitôt en vibration, et la nature de ses mouvements change avec l'inclinaison du disque, comme si la communication avait lieu par un corps solide, c'est-à-dire que les vibrations de la membrane sont toujours parallèles à celles du disque.

La communication du mouvement par l'air se manifeste d'une manière bien plus évidente encore quand c'est l'air lui-même qui devient le corps sonore. Si on règle la longueur d'un tuyau fermé par un bout de manière qu'il rende le même son qu'un timbre ou un disque métallique, et qu'après avoir mis ce dernier en vibration on l'approche de l'ouverture du tuyau, à l'instant ce dernier résonne vivement et renforce le son du timbre tellement, qu'il acquiert une intensité difficile à supporter quand on n'en a pas l'habitude. On peut facilement donner au tuyau la longueur convenable en le formant de deux tubes emboîtés l'un dans l'autre de manière qu'on puisse varier à volonté la longueur totale, ou, quand il est ouvert par un bout seulement, en le fermant par un piston qu'on enfonce plus ou moins.

Pour qu'une colonne d'air contenue dans un tuyau entre en vibration par communication, il n'est pas nécessaire, comme nous l'avons déjà dit, qu'elle ait exactement des dimensions déterminées. L'effet peut se produire encore quand elle est trop longue ou trop courte, d'un diamètre trop grand ou trop petit, et les limites sont d'autant moins resserrées que le diamètre du tuyau est plus grand relativement à sa longueur. Par exemple, un tuyau de quelques pouces de longueur et d'un pied de diamètre renforce notablement plusieurs sons voisins de celui qui est véritablement à l'unisson du tuyau, tandis que, pour un tuyau long et étroit, il faut que l'unisson ait exactement lieu pour que le renforcement se manifeste.

Dans plusieurs instruments à cordes, l'air renfermé dans la caisse contribue puissamment à renforcer le son : car, la colonne d'air ayant une grande largeur relativement à sa hauteur, elle peut répondre à plusieurs sons et à leurs harmoniques; d'ailleurs, comme l'ébranlement de la masse d'air a lieu dans des directions différentes, et qu'alors elle a des longueurs variables, et qu'enfin elle est ébranlée de tous les côtés par des corps solides à l'unisson, il est impossible que

cette masse d'air ne vibre pas comme eux et ne renforce pas tous les sons.

Les grandes masses d'air limitées dans toute leur étendue, ou seulement dans quelques parties, peuvent entrer en vibration par communication, comme celles qui sont contenues dans des tubes, et donner naissance à des nœuds. Ainsi, quand on se trouve dans un appartement où l'on fait résonner un corps, on est comme dans un vaste tuyau d'orgue, où les ondes sonores, par leur réflexion et leur rencontre, forment des surfaces nodales rampantes, et des ventres dont les directions et les contours dépendent de la forme de l'enceinte; les ventres se reconnaissent facilement, parce que les corps qui sont facilement excités, tels que les membranes tendues, y vibrent plus que partout ailleurs. Pour observer les nœuds et les ventres dans les grandes masses d'air, il faut produire l'ébranlement par des timbres dont on renforce le son au moyen de tuyaux, et il faut employer des membranes dont les dimensions, l'épaisseur et la tension soient convenables pour le son produit. (Savart.)

Ainsi nous pouvons conclure que, dans un système ou réunion de corps quelconques, quels que soient d'ailleurs leur nature et leur état, si une particule ou une réunion de particules est entraînée par un mode quelconque d'ébranlement à se mouvoir dans une direction déterminée, toutes les particules qui entrent dans la composition du système oscillent suivant des droites en général parallèles entre elles et à la droite suivant laquelle se meut la première particule, et le système entier se divise en parties vibrant séparément et à l'unisson, et produisant un son et des lignes nodales en général différents de ceux que chacun d'eux produirait séparément.

459. *Battements.* Lorsqu'on produit simultanément deux sons peu différents, on entend outre ces sons une série de chocs qui reviennent périodiquement et qu'on a désignés sous le nom de *battements.* Souvent ils se succèdent avec assez de rapidité pour produire une espèce de roulement ou un son distinct, que les physiciens ont désigné sous le nom de *son résultant.* Les battements se produisent aussi par les vibrations des timbres et des cloches. On supposait que les battements étaient produits par les superpositions périodiques des ondes sonores, qui déterminaient des renforcements dans ces points [420]; mais comme les battements ne se produisent ni par la sirène ni par les roues dentées, cette hypothèse était douteuse. Savart, dans un grand travail sur cet objet, et qui n'a encore été publié que par M. Masson dans le journal *l'Institut*, 1839, n° 313, a démon-

tré que c'est dans les corps vibrants eux-mêmes, par leur influence mutuelle, que se produisent les battements qui donne naissance à des variations périodiques dans l'amplitude de leurs vibrations, influence qui peut aller jusqu'à faire vibrer à l'unisson des corps qui, ébranlés séparément, rendraient des sons un peu différents. C'est en faisant osciller des pendules suspendus à la même tige horizontale, ou en faisant vibrer des tiges fixées à la même barre transversale, que Savart est arrivé à constater les faits que nous venons d'énoncer; mais les phénomènes sont trop compliqués pour que, dans l'état actuel de la science, il soit possible de déterminer d'avance le nombre des battements qui se produiront dans tel cas donné.

Nous nous contenterons de rapporter quelques faits qui viennent à l'appui du principe découvert par Savart. En faisant parler deux tuyaux d'orgue, on éprouve à chaque battement de très-fortes secousses dans les mains placées sur le sommier ou sur les tuyaux eux-mêmes. Il en est de même si on touche une contre-basse dans laquelle on fait vibrer deux cordes de manière à obtenir des battements; et on remarque que les cordes éprouvent des maxima et des minima dans leurs amplitudes, et que les maxima d'une des cordes arrivent en même temps que les minima de l'autre. Cette dernière circonstance est encore plus facile à observer dans deux tuyaux à anches, à porte-vent en verre et capables de produire des sons très-graves peu différents; les languettes éprouvent à chaque battement des variations considérables dans leurs amplitudes; ces variations se font en sens contraire dans chacune d'elles, et aux instants précis des battements l'une a atteint le maximum de déviation, l'autre le minimum.

Quant aux battements produits par un seul corps, comme une plaque, un timbre, une cloche, voici l'explication donnée par Savart: Dans tous les corps solides, la résistance à la flexion n'est pas la même dans tous les sens; c'est par cette raison que les lignes nodales des corps de révolution sont fixes. Les mêmes figures peuvent cependant se produire dans différentes positions : c'est ainsi, par exemple, que, dans une plaque circulaire, la figure composée de deux diamètres qui se coupent à angle droit peut se produire dans deux positions inclinées à 45°; mais les sons qui accompagnent les mêmes figures diffèrent les uns des autres, et la différence peut aller jusqu'à un quart de ton. Or, si l'ébranlement des corps est un peu énergique, il pourra arriver que deux modes de divisions identiques se produisent dans deux positions différentes, et que leurs

vibrations réagissent l'une sur l'autre, comme si elles provenaient de deux corps distincts.

460. *Résonnance des corps.* Il résulte de tout ce qui précède que l'intensité des sons rendus par un corps quelconque mis en vibration est augmentée 1° par les vibrations des corps sonores avec lesquels il est contact; 2° par les vibrations des corps éloignés qui peuvent rendre un de ses harmoniques, vibrations qui sont excitées par les chocs réitérés des ondes sonores; 3° par les échos voisins qui ne laissent entre le départ et le retour des ondes qu'un intervalle plus petit que celui de l'émission du son. Ainsi, pour qu'une salle soit très-sonore, il faut que le lieu d'où part le son soit le plus isolé possible de la masse de l'édifice; que l'orchestre soit porté sur une caisse sonore; que les parois de la salle soient unies, dépourvues de ces cavités où les ondes sonores vont s'engouffrer et ne peuvent plus se distribuer au reste des auditeurs, et surtout de draperies, qui, n'étant pas douées d'élasticité, anéantissent les ondes sonores qui viennent les rencontrer.

§ 7. *Organes de l'ouïe et de la voix.*

461. *Organe de l'ouïe.* Chez l'homme, l'organe destiné à recevoir l'impression des sons présente un appareil extérieur nommé *pavillon*, formé d'une membrane épaisse, et dont l'objet paraît être de concentrer les ondes sonores vers un canal cylindrique qui s'enfonce dans la tête. Ce canal, désigné sous le nom de *conduit auditif*; est garni intérieurement de poils et d'une matière visqueuse, qui en défendent l'accès aux corps étrangers. Une membrane mince, sèche et tendue, la *membrane du tympan*, ferme le canal auditif, et sépare la partie intérieure de la partie extérieure de l'appareil. Derrière cette membrane se trouve une cavité, que l'on nomme *caisse du tympan*, qui communique avec l'arrière-bouche par un conduit étroit nommé *trompe d'Eustache*. Dans la paroi de cette caisse, opposée à la membrane du tympan, il existe deux ouvertures fermées par des membranes minces : l'une est désignée sous le nom de *fenêtre ovale*, l'autre sous celui de *fenêtre ronde*. Une chaine formée par quatre petits osselets est fixée par ses extrémités à la membrane du tympan et à la membrane de la fenêtre ovale. Derrière la membrane de la fenêtre ovale s'ouvre un canal osseux contourné en spirale, et que l'on appelle *limaçon*; il communique avec une cavité plus grande, appelée *vestibule*, qui vient aboutir derrière la

membrane de la fenêtre ronde ; dans le vestibule aboutissent trois canaux semi-circulaires. L'ensemble du limaçon, du vestibule et des canaux porte le nom de *labyrinthe*. Celui-ci est tapissé intérieurement d'une membrane très-mince, et rempli d'un liquide dans lequel vient s'épanouir le nerf acoustique.

Telle est la description succincte de l'appareil de l'audition. Il paraît d'une complication extrême, et nous ignorons l'usage de plusieurs des objets qu'il renferme ; c'est de nos organes des sens celui qui est le moins connu dans ses fonctions. Nous allons cependant énoncer le peu que nous avons appris sur le rôle que jouent, dans la perception des sons, les différentes parties de cette merveilleuse organisation.

Le pavillon, évasé extérieurement, sert, comme un cornet acoustique, à concentrer les ondes sonores. Les quadrupèdes dans lesquels cette membrane est mobile dirigent l'ouverture du pavillon du côté d'où vient le son qu'ils veulent percevoir : l'animal qui fuit le dirige en arrière, l'animal qui en poursuit un autre le dirige en avant. D'après les observations de Savart, les membranes élastiques ayant la propriété d'être ébranlées par tous les sons, il est probable que le pavillon est mis en mouvement par le choc des ondes sonores, et qu'il a pour fonction principale de présenter toujours à l'air, par la variété de direction et d'inclinaison de ses surfaces les unes sur les autres, un certain nombre de parties dont la direction est normale à celle du mouvement moléculaire imprimé à ce fluide, et que ces vibrations, transmises par les corps solides qui sont en contact avec lui, concourent à produire la sensation. Cependant cette partie de l'organe n'est point indispensable à l'audition, car beaucoup d'animaux ont l'organe de l'ouïe dépouillé de tout appendice extérieur : tels sont les oiseaux, les reptiles, etc.

La membrane du tympan, partageant toujours le nombre des vibrations des corps qui agissent sur elle au moyen de l'air, paraît destinée à communiquer les vibrations des ondes sonores par la chaîne des osselets aux autres parties de l'organe auditif. Mais cette membrane n'est point encore indispensable à l'audition : car des individus chez qui elle avait été déchirée et même détruite par un accident n'avaient pas éprouvé une altération sensible dans la faculté de percevoir les sons ; cependant la chaîne des osselets était tombée, et n'était plus appliquée que contre la membrane de la fenêtre ovale. La chaîne des osselets a probablement pour fonction de transmettre les vibrations de la membrane du tympan au laby-

rinthe, comme l'âme des instruments à cordes transmet les vibrations de la table supérieure à la table inférieure; en outre, de modifier la tension de cette membrane, et par conséquent l'amplitude de ses vibrations : celle-ci est d'autant moins grande que la membrane est plus tendue. La tension de la membrane du tympan a aussi une grande influence sur les limites des sons perceptibles : si elle était un peu plus tendue, nous ne pourrions entendre que des sons plus élevés.

La caisse du tympan sert vraisemblablement à entretenir, près des membranes du labyrinthe et de la face interne de la membrane du tympan, de l'air dont les propriétés physiques soient constantes, afin de conserver leur élasticité dans le même état.

La trompe d'Eustache semble avoir pour usage de renouveler l'air de la caisse du tympan, et de la maintenir en équilibre de tension avec l'air extérieur, afin que la membrane du tympan, n'étant pas plus pressée d'un côté que de l'autre, ne soit pas plus tendue qu'il ne convient. Cette partie de l'appareil doit être d'une nécessité absolue : car, lorsqu'il vient à se boucher, la surdité sensuit toujours. Quant au labyrinthe, il paraît que les membranes qui ferment la fenêtre ovale et la fenêtre ronde sont destinées à entrer en vibration, ou par la chaîne des osselets, ou par les vibrations de l'air de la caisse du tympan, et que ces vibrations, propagées par le liquide renfermé dans le labyrinthe, se communiquent au nerf acoustique, qui les transmet au cerveau, où se perçoit la sensation. La présence du liquide, des membranes et du nerf acoustique, est absolument indispensable pour l'audition.

En examinant l'organe de l'ouïe chez les autres animaux, on a remarqué que si on descend l'échelle zoologique, l'appareil va toujours en se simplifiant, et finit, chez les crustacés, par n'être plus qu'une cavité cylindrique, pleine d'un liquide visqueux dans lequel viennent s'épanouir les dernières ramifications du nerf acoustique. Cette espèce de poche est terminée par une membrane mince que l'air frappe directement : c'est en cela seul que consiste l'oreille réduite à son plus grand degré de simplicité. La complication qu'elle présente chez les animaux des ordres plus élevés semble avoir pour objet de la soustraire aux influences qui pourraient l'altérer; mais il est infiniment probable que ce but n'est pas l'unique, et qu'à mesure que les parties de l'appareil deviennent plus nombreuses, l'organe acquiert la faculté de percevoir de nouvelles qualités du son.

462. *De la voix.* L'appareil vocal se compose chez l'homme :

1° des poumons, dont les cavités renferment de l'air que des muscles puissants expulsent à chaque expiration; 2° d'un canal cylindrique placé à l'extrémité supérieure des poumons, et qui sert de conduit à l'air qui en est chassé : ce canal, à sa partie supérieure, s'appelle *larynx*, à sa partie inférieure *trachée-artère* : cette dernière partie du canal se divise en deux branches qui reçoivent le nom de *bronches*, et qui communiquent directement avec les poumons; 3° d'un appareil nommé *glotte*, qui est placé à l'extrémité supérieure du larynx ; il est formé de deux lames rectangulaires, contractiles et élastiques, fixées par leurs bases contre les parois du larynx; la fig. 310 présente une coupe longitudinale du larynx : A, B, C, D, sont les membranes de la glotte; 4° d'une membrane plane élastique, qui, fixée par sa base contre les parois supérieures du larynx, peut prendre dans ce canal toutes les inclinaisons possibles, et qu'on désigne sous le nom d'*épiglotte;* 5° enfin, la dernière partie de l'organe vocal se compose de la bouche et des fosses nasales.

On a successivement assimilé l'organe vocal à un instrument à cordes et à un instrument à anche libre; mais aucune des explications qui en sont résultées n'est satisfaisante. En 1825, Savart a proposé une nouvelle théorie des fonctions de cet organe, qui rend compte de l'usage de toutes ses parties, et qui est beaucoup plus probable. Nous allons essayer d'en donner une idée.

Les chasseurs emploient, pour imiter la voix de certains oiseaux, des appeaux ou réclames dans lesquels la vitesse du vent influe beaucoup sur le son. Ils consistent essentiellement en un tambour de matière et de forme très-variables, dont les deux faces opposées sont percées de deux trous correspondants (fig. 311). En plaçant ces petits instruments entre les lèvres et les dents, et aspirant, on en tire plusieurs sons. Si on en ajuste un sur une soufflerie (fig. 312, 313 et 314), on peut obtenir tous les sons compris dans une octave et demie ou deux octaves; et même il paraît qu'en modérant convenablement le vent, ou en lui donnant une vitesse suffisante, il n'y a pas de limite pour la gravité ou l'acuité des sons que l'on peut obtenir; mais pour un même appareil il y a toujours un son qui sort plus facilement que les autres : le diamètre seul des orifices a une influence sur la gravité ou l'acuité des sons produits avec la même vitesse du vent.

Savart explique de la manière suivante la production des sons : le courant d'air qui traverse les deux orifices entraîne avec lui une partie de la petite masse de fluide contenue dans la cavité; la force

élastique de celle qui reste est diminuée; alors elle ne peut plus faire équilibre à la pression de l'atmosphère, qui, en réagissant sur elle, la refoule et la comprime jusqu'à ce que, par son propre ressort, et sous l'influence du courant qui continue toujours, elle subisse une nouvelle raréfaction, suivie d'une nouvelle condensation, et ainsi de suite. On conçoit que, ces alternatives étant très-rapprochées, elles doivent donner naissance à des ondes qui se répandent dans l'air extérieur, et qui deviennent susceptibles de produire la sensation d'un son déterminé. La nature des parois a une grande influence sur l'acuité et la qualité du son rendu, du moins quand elles sont minces et élastiques.

L'identité de forme de ces petits instruments, surtout de celui de la fig. 315 et de l'organe vocal (fig. 310), ne laisse aucun doute que la formation de la voix humaine ne soit la même que celle du son dans ces appareils; et les observations que nous avons rapportées précédemment sur les tuyaux membraneux permettent de concevoir comment la colonne d'air qui s'élève au-dessus de la glotte, quoique d'une longueur constante, peut cependant vibrer à l'unisson, à cause de l'élasticité variable des parois du larynx, qui sont susceptibles de recevoir tous les degrés de tension; d'un autre côté, les lèvres, en se rapprochant ou s'écartant plus ou moins, transforment à volonté le tuyau vocal en un tuyau tantôt ouvert, tantôt fermé. D'ailleurs Savart a reconnu par l'expérience qu'un tuyau ayant les mêmes dimensions que le tuyau vocal, et susceptible de même d'une tension variable dans une partie de son étendue, peut rendre un grand nombre de sons différents, qui embrassent dans l'échelle musicale le même espace que ceux de la voix humaine. Mais d'après ce que nous avons dit [433], on peut objecter à l'opinion de Savart, que le seul frottement contre les parois du canal serait capable de mettre l'air en vibration.

Le larynx, la bouche et les fosses nasales, qui forment le tuyau d'écoulement de l'air, ont une grande influence sur le timbre. Si les fosses nasales viennent à s'obstruer de manière que l'air ne puisse plus y passer, la voix prend un timbre particulier, et l'on dit que l'on nasille : expression vicieuse, car c'est alors seulement que l'on ne parle pas du nez. Pour vérifier cette assertion il suffit de comprimer les narines avec les doigts, de manière à les fermer : la voix prend à l'instant le timbre nasillard.

463. L'organe de la voix chez les autres animaux est disposé de la même manière que dans l'homme : aussi il n'y a que les animaux

pourvus de poumons qui aient une véritable voix. La principale différence qu'on rencontre consiste dans la position et la forme de la glotte. Dans les oiseaux, elle est placée à la partie inférieure de la trachée-artère, presqu'à l'issue des poumons : c'est pourquoi les oiseaux criards à qui on a coupé le cou, même très-loin de la tête, peuvent encore crier. Dans les reptiles elle est placée à l'extrémité supérieure du canal. Savart, dont le nom se retrouve à chaque pas dans l'acoustique, a fait un travail très-remarquable sur la voix des oiseaux. (*A. C. et P.*, t. XXXII.)

On peut se faire une idée du mode d'embouchure de l'organe vocal des oiseaux par l'expérience suivante. Si l'on prend une tige creuse de quelque plante, qu'on la saisisse entre les lèvres en la comprimant légèrement, et qu'ensuite on y souffle, il se produit des sons qui ont une gravité extraordinaire, eu égard au diamètre et à la longueur de la colonne d'air. Les parois du tube entrent fortement en vibration, car on les sent frémir sous les lèvres et sous les doigts. Un pareil tuyau, d'un très-petit diamètre et d'environ 65 centimètres de longueur, peut donner des sons aussi graves que la voix humaine. En variant la vitesse du vent, on produit quatre ou cinq sons autour de celui qui sort le plus facilement. Pour concevoir cette formation de son, il faut remarquer que le tuyau cylindrique est comprimé par les lèvres; mais qu'alors, en vertu de son élasticité et par le courant d'air qui s'échappe, il tend à reprendre sa forme primitive; la pression des lèvres l'aplatit de nouveau, et ainsi de suite; en même temps l'air renfermé dans la partie ébranlée du tuyau éprouve une succession de dilatations et de condensations : il résulte alors de cette double action que la colonne d'air et les parois du tube vibrent en même temps avec beaucoup de force, et qu'en conséquence le son acquiert beaucoup d'intensité. Nous ne pourrions donner une explication suffisante de l'organe de la voix des oiseaux sans entrer dans des détails anatomiques trop étendus pour un traité élémentaire de physique.

SECONDE PARTIE.

FLUIDES IMPONDÉRABLES.

464. Un grand nombre de phénomènes ont conduit à admettre l'existence de plusieurs fluides d'une subtilité extrême complétement dépourvus de pesanteur, et qui pénètrent tous les corps. Les fluides impondérables admis jusqu'ici sont : le *calorique*, les *fluides électriques*, *magnétiques*, et la *lumière*.

Il est probable que plusieurs ne sont que des manières d'être diverses d'un seul et même fluide ; mais nous les admettrons tous, en nous réservant de faire connaître leurs similitudes et leurs différences.

CHAPITRE PREMIER.

DU CALORIQUE.

465. Deux systèmes ont été proposés sur la nature de la chaleur. Dans le plus ancien, qui a été admis presque exclusivement jusque dans ces derniers temps, tout l'espace, le vide comme les corps, serait occupé par un fluide impondérable, incoercible, dont les molécules, douées d'une grande force expansive, posséderaient une affinité plus ou moins énergique pour les différents corps, et variable pour chacun d'eux dans les mêmes circonstances. C'est en parlant de ces caractères généraux du calorique et de l'attraction moléculaire, qui tend à produire des effets opposés, que nous avons

montré comment on est conduit à expliquer les différents états des corps [90, 92]. On admettait en outre que tous les corps lancent constamment du calorique, qui traverse l'espace vide et les gaz avec une prodigieuse vitesse, et, qu'à la rencontre des autres corps, il éprouve une réflexion et une absorption en proportion variable.

466. Dans le second système, auquel de nombreuses découvertes, qui ne datent que de quelques années, semblent devoir assurer la prépondérance, si elle ne lui est même déjà acquise, on admet, comme dans le premier, l'existence d'un fluide impondérable et expansible, et l'on regarde tous les phénomènes que l'on rapporte à la chaleur comme le résultat de vibrations moléculaires des corps qui se propagent dans le fluide calorique, à la manière des ondes sonores dans l'air : les corps les plus chauds seraient ceux où les vibrations ont le plus de rapidité et d'amplitude.

Aucune de ces deux hypothèses n'est suffisamment démontrée par les faits connus : heureusement, les lois de la chaleur en sont indépendantes. La première étant la plus commode pour l'explication de la plupart des phénomènes, nous l'adopterons, sauf à en discuter plus tard la valeur.

467. Pour constater l'impondérabilité de la chaleur, il suffit de peser successivement dans le vide le même corps, chaud et froid : on ne trouve pas de différence appréciable à nos instruments les plus délicats.

Avant de commencer l'étude des phénomènes de la chaleur, nous devons d'abord donner quelques explications préliminaires.

468. *Température, thermomètres.* Quand un corps s'échauffe, on dit que sa température s'élève ; qu'elle baisse, quand il se refroidit, et que des corps ont même température lorsque, mis en contact, ils n'éprouvent aucun changement : nous expliquerons plus tard comment, néanmoins dans ce cas, ils produisent quelquefois sur nos organes des sensations de froid et de chaud qui peuvent être fort différentes. L'expérience ayant montré que les variations de température sont accompagnées de variations de volume très-sensibles dans les corps, et proportionnelles entre certaines limites, on est convenu de prendre les dernières pour mesure des premières, et comme les températures de la glace fondante et de l'ébullition de l'eau pure, sous la pression atmosphérique normale $0^m,76$, sont constantes et les mêmes en tout temps et en tout lieu, on a trouvé commode de nommer *degré de température* la centième partie de l'accroissement de volume qu'éprouve

le corps thermométrique, quand il a reçu la quantité de chaleur nécessaire pour le faire passer de la température de la glace fondante à celle de l'ébullition de l'eau. Mais comme la loi de dilatation n'est pas la même pour tous les corps, une température qui différerait des deux températures fixes que nous avons indiquées, serait représentée par des nombres différents lorsqu'on emploierait diverses substances thermométriques; il y a donc eu nécessité de faire un choix : la préférence a été donnée aux gaz, attendu que tous se dilatant de la même manière, les effets que la chaleur y produit sont indépendants de leur nature et doivent être plus simples que pour les solides et les liquides : toutefois, parmi ces derniers, le mercure fait exception, et c'est de lui que l'on se sert le plus fréquemment.

469. Les thermomètres à mercure sont formés d'un tube de verre capillaire cylindrique, fermé à la partie supérieure, et terminé inférieurement par un réservoir sphérique ou cylindrique; le réservoir et une partie du tube sont remplis de mercure. A côté du tube ou sur le tube lui-même se trouve une échelle divisée, dont le zéro correspond au niveau du liquide quand l'instrument est plongé dans la glace fondante, et le 100ᵉ degré à l'ébullition de l'eau pure; l'échelle est souvent prolongée au delà du zéro et du 100ᵉ degré par des degrés d'égale longueur. Chaque degré correspond à un accroissement de volume apparent du mercure de 1/6480 de son volume à 0°. On emploie quelquefois des thermomètres à alcool; mais, pour qu'ils soient comparables aux thermomètres à mercure, il faut que leurs échelles aient été tracées de manière à donner les mêmes indications dans les mêmes circonstances, ce qu'on obtient facilement en plongeant dans un même liquide, dont on fait varier successivement la température, un thermomètre à mercure gradué et un thermomètre à alcool; on marque alors sur l'échelle de ce dernier les indications du thermomètre à mercure, et on obtient les divisions intermédiaires, en supposant qu'entre les températures observées les dilatations sont uniformes. Les thermomètres à air sont formés d'un tube de verre capillaire, terminé par un réservoir comme les thermomètres à mercure; mais le tube est ouvert à la partie supérieure, et le réservoir ainsi qu'une partie de la tige contiennent de l'air sec, séparé de l'air extérieur par une bulle de mercure. Le tube est divisé en parties d'égales capacités, dont le volume est une fraction connue de celui du réservoir. On commence d'abord par marquer l'espace occupé par l'air à la température de la glace fondante, et, dans chaque cas, on estime la température par la mesure

de son volume, sachant que pour chaque degré il se dilate de 1/273 de son volume à 0°. L'instrument étant ouvert, il faut tenir compte de la pression de l'atmosphère quand on y observe le volume de l'air, et calculer ce qu'il serait sous la pression de $0^m,76$. L'usage du thermomètre à air étant compliqué, cette méthode n'est employée que quand la température est très-élevée, et qu'elle doit être mesurée avec une très-grande précision; et encore, dans ce cas, on peut souvent déduire des indications du thermomètre à mercure celles qui seraient données par le thermomètre à air.

Ces notions sur les thermomètres sont maintenant suffisantes; nous les compléterons seulement à la fin de ce chapitre, attendu que l'explication complète de la construction des thermomètres exige la connaissance de toute la théorie de la chaleur.

§ 1er. *Calorique rayonnant.*

470. Lorsqu'un corps est plongé dans l'air ou dans un fluide quelconque, liquide ou gazeux, à une plus basse température, il se refroidit, et finit toujours, après un temps plus ou moins long, par descendre exactement à celle du milieu ambiant. S'il est renfermé dans une enceinte vide dont l'enveloppe soit à une température inférieure, il se refroidit encore, et finit, comme dans le cas précédent, par se mettre en équilibre de chaleur avec les parois de l'enceinte : d'où il suit que le calorique qui émane d'un corps isolé dans le vide, traverse l'espace qui le sépare des corps environnants. Ainsi les corps chauds se refroidissent non-seulement en cédant une partie de leur chaleur aux corps qui sont en contact avec eux, mais encore ils lancent du calorique dans toutes les directions : c'est ce dernier qu'on a désigné sous le nom de *calorique rayonnant*.

L'étude des propriétés du rayonnement de la chaleur dans le vide serait difficile; il vaut mieux la faire dans l'air, non-seulement parce que les expériences sont plus commodes, mais parce que c'est dans ce milieu que les phénomènes se passent ordinairement. Nous verrons d'ailleurs que la présence de l'air ne peut avoir d'autre influence que de diminuer l'intensité du calorique rayonnant, mais qu'il ne peut pas altérer les lois de son mouvement.

471. *Le calorique rayonnant se meut en ligne droite, et se réfléchit contre les surfaces polies; le rayon incident et le rayon réfléchi sont tous deux dans un plan perpendiculaire à la surface réfléchissante, et également inclinés sur la normale.* La démonstration de ces lois

repose sur une propriété des miroirs sphériques que nous allons d'abord faire connaître. Soient MN (fig. 315) une portion de surface sphérique, et A un point quelconque d'où émanent des rayons rectilignes. Nous démontrerons plus tard que, si ces rayons jouissent de la propriété de se réfléchir suivant les lois énoncées, tous iront après la réflexion passer sensiblement par un point F, que l'on nomme *foyer*. On peut en déterminer la position en plaçant une lumière au point A, et cherchant dans l'espace en avant du miroir, le point où l'on obtient sur un morceau de papier blanc une image nette de la lumière : là est le foyer.

Cela posé, si on place devant un miroir sphérique MN (fig. 316) un corps chaud A et au foyer un thermomètre, celui-ci s'élève rapidement, tandis que ceux qui seraient placés en avant, en arrière ou à côté du foyer, n'éprouveraient aucune variation sensible, pourvu que le corps chaud fût à une distance assez grande pour n'exercer aucune influence directe sur eux. Il résulte évidemment de là que le miroir concentre à son foyer la chaleur qu'il reçoit du corps chaud; et comme cela ne peut avoir lieu qu'autant que la chaleur se meuve en ligne droite, et qu'elle se réfléchisse contre sa surface dans un plan normal, sous un angle d'incidence égal à l'angle de réflexion, il s'ensuit nécessairement que la chaleur rayonnante jouit de ces propriétés. Cette expérience ne fait pourtant rien préjuger sur la nature même du rayonnement : car la concentration de la chaleur au foyer aurait également lieu, soit qu'on suppose que le calorique rayonnant provienne d'une émanation réelle des corps, soit qu'il résulte d'un mouvement ondulatoire propagé par l'éther, comme nous le verrons en parlant de la lumière.

Les mouvements de l'air ne changent point ceux du calorique rayonnant : car, si on établit un courant d'air devant le miroir, les effets précédents n'en sont point troublés.

472. Pour rendre les variations de température du foyer très-sensibles, et surtout pour que les indications de l'instrument soient indépendantes des variations de température de l'air ambiant, on place ordinairement au foyer un des deux appareils que nous allons décrire.

Le premier, connu sous le nom de *thermoscope*, est dû à Rumford : il consiste (fig. 317) en un tube capillaire DABC, dont les extrémités recourbées verticalement sont terminées par deux boules de verre fermées M et N, à peu près d'égales dimensions et pleines d'air; dans la partie horizontale du tube se trouve une petite co-

lonne de mercure *mn*, qui sépare les capacités des deux boules. On dispose l'appareil de manière que, celles-ci étant à la même température, l'index de mercure se trouve au milieu de la ligne AB : l'air, comme tous les autres corps, se dilatant par la chaleur, la plus légère différence de température des deux boules déplace l'index, et le porte du côté de celle dont la température est la plus basse. L'autre appareil, découvert en même temps par M. Leslie, a reçu le nom de *thermomètre différentiel*. Il consiste, comme le thermoscope de Rumford, en un tube ABCD deux fois recourbé (fig. 318 et 319), dont les extrémités sont terminées par deux boules pleines d'air M et N. La seule différence entre cet instrument et celui que nous venons de décrire consiste en ce que, dans celui-ci les tiges verticales sont plus longues, les boules plus voisines, et que l'index est une longue colonne d'acide sulfurique coloré par du carmin. On pourrait aussi disposer l'appareil comme dans la fig. 320. Le tube *ab* qui termine la boule supérieure M plonge dans la boule N, en partie pleine de liquide et exactement fermée : il est facile de voir que les variations de température des boules M et N occasionneront un mouvement correspondant dans le niveau de la liqueur colorée. Si la boule N n'était pas fermée, le niveau de la liqueur dans le tube *ab* varierait avec la température de l'air environnant et avec la pression atmosphérique; ce ne serait plus alors un thermomètre différentiel.

Pour graduer ces différents instruments, on note d'abord le point où s'arrête le liquide quand les deux boules sont soumises à la même température; ensuite on plonge une des deux boules dans de l'eau dont la différence de température avec celle de l'air soit connue : on obtient ainsi deux points de l'échelle, et on divise l'intervalle en parties égales. Nous reviendrons plus tard sur cet objet.

Ces divers instruments indiquant seulement la différence de température des deux boules, si on les place de manière que l'une d'elles soit au foyer du miroir (fig. 316), l'autre étant soumise seulement à l'action de l'air, l'instrument indiquera les plus légères différences entre la température de celui-ci et celle du foyer; et en outre, les indications de l'instrument seront proportionnelles aux quantités de chaleur qu'il reçoit. En effet, quand la température du thermomètre devient stationnaire, la boule du thermomètre perd autant de chaleur par son refroidissement qu'elle en reçoit du miroir; or, comme nous le verrons plus loin, la quantité de chaleur perdue par le refroidissement est sensiblement proportionnelle à

l'excès de température du corps sur le milieu ambiant : donc cet excès de température est proportionnel à la quantité de chaleur reçue et réfléchie par le miroir.

M. Leslie a fait au thermomètre différentiel une modification qu'il est important de connaître : car cet instrument peut alors servir, sans miroir et sans écran, à mesurer l'intensité du rayonnement des corps. Tout le changement consiste en ce qu'une des boules est recouverte d'une épaisse feuille d'or ou d'argent : les rayons de chaleur qui arrivent sur cette boule sont alors presque entièrement réfléchis, tandis que ceux qui se présentent sur l'autre sont presque tous absorbés. Cet instrument, que l'auteur désigne sous le nom de *pyroscope* (fig. 321), peut non-seulement faire juger des différences d'intensité d'un foyer, mais il peut encore en donner une mesure assez exacte. En effet, supposons d'abord que la boule dorée n'absorbe point de rayons, l'instrument se comportera exactement comme un thermomètre différentiel ordinaire dont une des boules serait soustraite à l'action du foyer par un écran. Dans le cas où le pouvoir absorbant de la boule n'est pas nul, quel qu'il soit, l'excès de température qu'elle prendra sera proportionnel à la température de la source, et par conséquent l'indication de l'instrument, qui est proportionnelle à la différence des températures des deux boules, sera proportionnelle à la température du foyer.

473. Les expériences relatives à la réflexion du calorique rayonnant se font d'une manière bien plus décisive au moyen de deux miroirs sphériques.

Lorsqu'un miroir sphérique reçoit un faisceau de rayons qui jouissent de la propriété de se réfléchir dans un plan normal, et sous un angle égal à celui d'incidence, nous avons déjà dit que les rayons réfléchis passent tous sensiblement par un même point, désigné sous le nom de *foyer*. Cette propriété a encore lieu quand le centre de rayonnement est à l'infini, c'est-à-dire quand les rayons incidents sont parallèles : alors le foyer est placé sur celui qui passe par le centre du miroir et à une distance de sa surface égale au quart de son diamètre. Il résulte de là que, si la source de chaleur était au foyer, les rayons réfléchis deviendraient parallèles, et par suite que, si deux miroirs sphériques MN et M'N' (fig. 322) étaient placés en regard, et un des foyers F occupé par un centre de rayonnement, tous les rayons réfléchis contre le miroir MN iraient passer par le foyer F' de l'autre. Par cette disposition, les rayons concentrés sont bien plus nombreux que par l'emploi d'un seul miroir; en outre, si les rayons réfléchis par le premier miroir étaient exactement parallèles, et n'étaient pas en partie absorbés par l'air, l'effet produit serait indépendant de la distance des réflecteurs.

Cela posé, soient (fig. 323) deux miroirs sphériques MN et M'N' en regard, dont les axes se confondent. Supposons qu'au foyer F' de l'un d'eux on place un corps chaud, et un thermomètre différentiel à l'autre foyer F : il est évident, d'après ce qui précède, que tous les rayons émanés du foyer F qui se réfléchiront contre le miroir M'N' formeront un faisceau de rayons parallèles à l'axe XY, qui, reçus et réfléchis par le second miroir, iront tous passer par le foyer F. En employant un boulet incandescent, on peut rendre le rayonnement sensible à une très-grande distance, on peut même enflammer de l'amadou à plusieurs mètres.

474. Les lois du rayonnement que nous venons de faire connaître se manifestent également dans le vide. Pour montrer que le calorique rayonnant s'y propage comme dans l'air, on pourrait prendre un ballon MN (fig. 324) renfermant un thermomètre très-sensible, et dans lequel on aurait fait le vide à l'aide de la machine pneumatique. En le plaçant devant le miroir de manière que la boule du thermomètre fût au foyer, les mouvements de la colonne de mercure indiqueraient que les rayons traversent le vide intérieur du ballon ; mais le thermomètre ne s'élèverait pas autant que s'il était libre, à cause de la diminution d'intensité que les rayons éprouvent en traversant le verre. Si on voulait faire l'expérience dans un vide parfait, on pourrait employer la méthode suivante, indiquée par Rumford : on soude une boule M (fig. 325) à l'extrémité d'un tube *ab* de plus de $0^m,76$ de hauteur ; on place un thermomètre dans la boule par sa tubulure *m*, que l'on ferme ensuite hermétiquement ; alors on remplit le tube comme un baromètre, et on le renverse dans une cuvette pleine de mercure : le mercure descend en *c*, et la capacité de la boule se trouve complétement vide. Si on veut séparer la boule et le thermomètre du tube, on fond le verre au-dessus du point *c* avec la flamme d'un chalumeau, de manière à fermer le tube, et quand le verre est refroidi, on casse le tube au-dessous de la soudure.

Mais pour reconnaître que la réflexion du calorique rayonnant a lieu dans le vide comme dans l'air, il faut employer l'appareil fig. 326. AB et A'B' sont deux petits miroirs sphériques, placés l'un au-dessus de l'autre sous une cloche, dans laquelle on fait le vide ; *mn* un petit thermomètre différentiel horizontal, dont une des boules est au foyer du miroir AB. Pour produire de la chaleur à l'autre foyer, Davy employait un moyen très-ingénieux : il consiste à faire arriver à ce foyer deux fils de cuivre, *ab* et *a'b'*, communiquant avec

les deux pôles d'une pile voltaïque, et armés chacun, aux points a a', d'un petit cône de charbon. Le courant électrique, en traversant le charbon, le rend incandescent, et produit de la chaleur qui se transmet au foyer de l'autre miroir.

475. *Vitesse du calorique rayonnant.* Si dans l'expérience de la figure 323 on place un écran entre le corps chaud et le miroir, et si on l'enlève subitement, on ne peut estimer aucun intervalle appréciable entre l'instant où l'écran est enlevé et celui où commencent les indications du thermoscope, quelle que soit d'ailleurs la distance du corps chaud au miroir, pourvu toutefois que cette distance ne soit pas assez grande pour que le corps chaud ne puisse plus avoir d'influence sur l'instrument. L'expérience a été faite sur une distance d'environ 23 mètres. Il résulte de là que la transmission de la chaleur se fait avec une grande rapidité. C'est, d'ailleurs, ce que l'on pourrait conclure de ce que le calorique qui accompagne la lumière se meut nécessairement avec la même vitesse : par conséquent, comme nous le démontrerons plus tard, il parcourt en 8 minutes la distance qui nous sépare du soleil. On ne peut pas affirmer cependant que le calorique obscur se meut avec la même rapidité ; et quoiqu'il résulte des expériences que nous venons de citer que sa vitesse est fort grande, comme les distances auxquelles ces expériences ont été faites sont extrêmement petites, il pourrait y avoir une énorme différence entre la vitesse du calorique lumineux et celle du calorique obscur, sans qu'elle fût appréciable dans les expériences en question.

476. *L'intensité du calorique rayonnant varie en raison inverse du carré de la distance à la source.* En effet, si on place devant une des boules d'un thermomètre différentiel dont l'autre boule est abritée par un écran une source quelconque de chaleur dont on fait varier la distance, on trouve que les quantités totales de chaleur reçues varient suivant la loi énoncée. Si on employait un miroir pour augmenter l'effet, ce serait évidemment les distances du corps chaud au miroir qu'il faudrait mesurer, et pour chaque distance du corps chaud il faudrait placer la boule du thermomètre différentiel au foyer relatif à cette distance. On peut aussi démontrer cette loi par le raisonnement, en admettant qu'il n'y a point de chaleur perdue dans la transmission. En effet, décrivons autour d'un centre rayonnant deux sphères concentriques avec des rayons R, R', et prenons sur chacune d'elles la même étendue absolue m : chaque sphère interceptant tous les rayons, les quantités de chaleur

qui arriveront sur l'étendue m aux distances R et R' seront évidemment dans le rapport de la surface m aux surfaces des sphères dont les rayons sont R et R'. Ainsi, en désignant ces quantités par I et I', on aura :

$$I : I' :: \frac{m}{4\pi R^2} : \frac{m}{4\pi R'^2} :: \frac{1}{R^2} : \frac{1}{R'^2}.$$

Cette loi n'est applicable, à la rigueur, qu'à un élément très-petit de surface, puisque, si elle avait une grandeur finie, il faudrait supposer qu'elle prît différentes courbures à mesure que la distance varierait. Mais on peut l'appliquer à une surface quelconque, pourvu que son étendue soit très-petite relativement à sa distance au point rayonnant. Si le foyer, au lieu d'être un point, avait des dimensions finies, la quantité de chaleur reçue par une surface d'une certaine étendue varierait encore sensiblement suivant la loi énoncée, pourvu que la distance des deux corps fût très-grande relativement à leurs dimensions.

Considérés dans leurs rapports avec les corps solides et liquides, les rayons de chaleur peuvent éprouver cinq effets : 1° la transmission immédiate et instantanée ; 2° la réflexion spéculaire ; 3° la dispersion ou diffusion ; 4° l'émission ; 5° l'absorption. Nous allons en parler dans l'ordre suivant lequel nous les avons indiqués.

477. *Transmission du calorique rayonnant à travers les corps solides et liquides.* On sait que le calorique qui accompagne la lumière n'est point intercepté par les écrans solides transparents. On pouvait penser que l'effet observé provenait de l'échauffement de l'écran ; mais une expérience de Prévost fit voir que certains corps sont, comme les gaz, librement traversés par le calorique rayonnant. Cette expérience consistait à faire écouler de l'eau en lame mince, et à placer d'un côté un fer chaud et de l'autre un thermoscope très-sensible ; l'instrument éprouvant une variation appréciable lorsque la boule était noircie. Cet effet ne pouvait être attribué qu'au calorique rayonnant qui avait traversé la lame d'eau. Plus tard, Delaroche mit cette proposition encore plus en évidence par une suite d'expériences dans lesquelles des écrans transparents étaient placés entre une source de chaleur et un thermoscope, d'abord nus, et ensuite recouverts de noir de fumée sur la face voisine de la source. Dans le premier cas l'effet produit était le résultat du calorique transmis à travers l'écran et de celui qui provenait de son échauffement ; et dans le second l'effet produit, qui était alors beaucoup plus petit que dans le premier cas, résultait uniquement

de son échauffement : car le noir de fumée, comme nous le verrons bientôt, absorbe presque tous les rayons de chaleur qui le rencontrent. Ainsi, en retranchant le second effet du premier, on avait un résultat plus petit que celui produit par le calorique rayonnant transmis. Delaroche démontra ainsi : 1° que le calorique rayonnant traverse le verre, et en proportion d'autant plus grande que la source est à une température plus élevée ; 2° que le calorique qui a déjà traversé un écran de verre éprouve, en en traversant un second, une perte proportionnellement beaucoup moindre. Dans ces derniers temps, M. Melloni, à l'aide d'un instrument d'abord imaginé par Nobili, beaucoup plus sensible que ceux qu'on avait employés jusqu'alors, a repris la question de la transmission du calorique rayonnant à travers les corps solides et liquides : il a confirmé les faits découverts par Delaroche, et a reconnu en outre dans le calorique rayonnant des propriétés nouvelles très-importantes et qu'on était loin de soupçonner.

478. L'appareil employé par M. Melloni se compose essentiellement d'une *pile thermo-électrique* et d'un *rhéomètre multiplicateur*. La pile thermo-électrique est formée de 25 à 80 petits barreaux de bismuth et d'antimoine de 2 millimètres de section sur 2 à 3 centimètres de longueur, soudés alternativement en zigzag de manière à former un circuit continu et assez ramassé pour être logé dans un cylindre de cuivre de quelques centimètres de diamètre : par cette disposition toutes les soudures de rangs pairs sont d'un côté du cylindre et toutes les soudures impaires de l'autre. Nous verrons plus tard que, si on réunit les deux extrémités de la pile par un fil métallique, aussitôt que les deux systèmes de soudures ne sont pas à la même température, un courant électrique parcourt le circuit, et produit dans une aiguille aimantée voisine une déviation d'autant plus considérable que la différence de température est plus grande [1159].

Le rhéomètre multiplicateur consiste en un fil de cuivre recouvert de soie, enroulé sur un cadre, et dont les deux extrémités peuvent être mises en contact avec les extrémités de la pile ; deux aiguilles magnétiques égales, horizontales, solidaires, leurs pôles contraires en regard, et suspendues à un fil de cocon, sont placées l'une dans l'intérieur du cadre, l'autre au-dessus, et au-dessous de cette dernière se trouve un cercle divisé : lorsque les extrémités du fil sont mises en communication avec celles de la pile, et qu'on approche une source de chaleur d'une des extrémités de celle-ci, le

système des deux aiguilles est dévié de sa direction. Cet appareil est incomparablement plus sensible que les meilleurs thermoscopes. Nous renvoyons pour plus de détails aux articles consacrés au développement de l'électricité par la chaleur, et à la construction des rhéomètres multiplicateurs; ici nous nous bornons à décrire l'appareil de M. Melloni, la manière de le graduer et de s'en servir.

La fig. 327 représente l'instrument avec tous ses accessoires : A est la pile thermo-électrique dont les extrémités sont en *m* et *n*; elle est renfermée dans un tube de cuivre beaucoup plus long, monté sur un support de manière qu'on puisse le placer à différentes hauteurs, et lui donner différentes inclinaisons. B est le rhéomètre multiplicateur; C un écran double, percé d'un orifice *o*, au devant duquel se trouve un support D, destiné à recevoir les plaques que le calorique doit traverser; M un écran mobile qui sert à intercepter le rayonnement de la source de chaleur; enfin E un support pour les différents corps qui doivent rayonner. Lorsque la chaleur de la source arrive sur une des extrémités de la pile, l'aiguille aimantée est déviée de sa direction, et d'autant plus que le flux calorifique a une plus grande intensité.

Les deux extrémités de la pile sont recouvertes d'une légère couche de noir de fumée, afin que tous les rayons qui se présentent soient absorbés : car le noir de fumée a un pouvoir absorbant presque absolu, comme nous le verrons bientôt. La pile agit alors comme un thermomètre différentiel très-sensible dont les boules seraient recouvertes de noir de fumée. C'est ce que d'ailleurs M. Melloni a démontré par des expériences directes en substituant à la pile un thermomètre différentiel dont les deux boules étaient remplacées par deux cubes en cuivre mince recouverts intérieurement et extérieurement de noir de fumée : les faisceaux de chaleur qui agissaient de la même manière sur la pile produisaient aussi des effets identiques sur le thermomètre différentiel. Il faut que le rhéomètre multiplicateur soit d'une grande sensibilité, et on doit apporter dans sa construction tous les soins dont il sera question lorsque nous parlerons de la construction de ces instruments.

La déviation de l'aiguille croissant avec l'intensité de la chaleur qui parvient à une des faces de la pile, mais suivant des lois qui dépendent de la construction de l'instrument, et qu'il est impossible de connaître *à priori*, il est indispensable de former une table contenant les intensités de chaleur correspondantes aux différentes déviations. M. Melloni emploie pour cela deux méthodes différentes

qui se servent mutuellement de contrôle. Toutes deux sont fondées sur ce fait, que pour de très-petites déviations les quantités de chaleur reçues par la pile sont proportionnelles aux déviations. Nous verrons plus tard, en effet, que dans ce cas les déviations sont sensiblement proportionnelles aux forces magnétiques du circuit, et que celles-ci le sont elles-mêmes aux quantités de chaleur reçues par la pile, même jusqu'à 140°. La première des deux méthodes consiste à placer devant les deux faces de la pile deux sources de chaleur d'intensité peu différente et ne produisant quand elles agissent simultanément qu'une déviation de quelques degrés, 5 par exemple : en arrêtant successivement par un écran le rayonnement d'une des sources, l'aiguille sera déviée en sens contraire, par exemple de 30° et de 29°. Par conséquent, si on représente par l'unité la chaleur qui ferait dévier l'aiguille de 0° à 1°, celle qui ferait passer l'aiguille de 29° à 30° serait égale à 5. En variant la distance des sources aux extrémités de la pile, on obtiendra ainsi la valeur de tous les degrés du cadran, et on formera une table des valeurs des déviations de degré en degré. La seconde méthode consiste à faire agir sur la pile une source de chaleur, d'abord directement, et ensuite à travers une plaque de verre. Le rapport des effets étant évidemment constant, quelle que soit la distance de la source, et ce rapport étant celui des arcs parcourus lorsque la déviation résultant de l'action directe du foyer ne dépasse pas 5 à 6 degrés, on trouvera facilement le rapport des forces qui produisent les différentes déviations de l'aiguille. Ce second mode de graduation donne les mêmes résultats que le premier. M. Melloni a encore vérifié sa tabulation en observant les effets produits par une même source de chaleur agissant directement sur la pile à des distances variables : il a reconnu que les effets étaient en raison inverse des carrés des distances, comme cela devait être. Ce dernier mode de vérification pourrait même être employé avec autant de facilité pour former la table, que les méthodes exposées d'abord.

M. Melloni n'a étendu la tabulation que jusqu'à 35°, parce qu'il a reconnu qu'au delà, de petites variations dans l'axe de suspension de l'aiguille produisaient des changements notables dans les déviations correspondantes aux mêmes quantités de chaleur reçues par la pile. Cette déviation correspond à une différence de température des extrémités de la pile qui n'excède pas 6° ou 8°.

Les sources de chaleur employées sont une spirale de platine maintenue incandescente par son immersion dans la flamme de

l'alcool, une plaque mince de cuivre couverte de noir de fumée maintenue par la flamme de l'alcool à une température de 400° environ, enfin une lampe de Locatelli armée d'un petit miroir parabolique. Cette lampe est formée d'un réservoir qui maintient l'huile à un niveau constant dans un petit bec rectangulaire occupé par une mèche de même forme; la flamme, peu supérieure à celle d'une veilleuse ordinaire, est sensiblement constante : c'est cette circonstance et l'absence de la cheminée en verre qui a fait préférer cette lampe à toutes les autres.

Pour se servir de l'appareil, on place l'axe de la pile, l'orifice *o* et le foyer de chaleur dans la même direction; ensuite on relève l'écran M; on tourne le système des fils et le cadran du rhéomètre de manière que l'aiguille s'arrête sur le zéro, après quoi on fait varier la distance du foyer jusqu'à ce que la déviation de l'aiguille soit à peu près de 30°. On peut alors observer les effets produits par différentes plaques que l'on pose devant l'orifice *o*. Mais si à chaque expérience il fallait attendre que l'aiguille fût en repos, ce qui n'a jamais lieu qu'après environ une ou deux minutes, il y aurait une perte de temps et une cause d'erreur provenant de la variation que la source de chaleur aurait pu éprouver.

M. Melloni a évité cet inconvénient de la manière suivante. Il résulte de toutes les expériences que l'aiguille, avant de se fixer, atteint d'abord un maximum de déviation dans un temps très-court d'environ 7 à 8 secondes, et cela, quelle que soit la nature de la source de chaleur qui rayonne directement sur la pile, ou la nature des écrans traversés par les rayons calorifiques, et que le rapport de la déviation maximum à la déviation fixe est un nombre constant pour chaque arc. On peut donc construire une table donnant les déviations stables correspondantes aux déviations maximum; c'est ce qu'a fait M. Melloni. Et en outre, pour anéantir complétement les erreurs qui pourraient résulter des variations de la source, ce physicien a toujours employé la méthode des alternations; c'est-à-dire qu'après avoir obtenu le résultat A, puis ensuite le résultat B, il observait de nouveau le résultat A, et il comparait le résultat B avec la moyenne des résultats A.

479. Il est d'abord facile de constater, à l'aide de l'appareil que nous venons de décrire, la propagation libre de la chaleur à travers certains corps solides. En effet, lorsque le foyer et la pile sont convenablement placés, on reconnaît 1° que la déviation de l'aiguille ne change pas en approchant ou en éloignant les corps; 2° qu'en rem-

plaçant l'écran transparent par une feuille mince de papier ou de métal mince et noircie, l'effet est nul; 3° que le temps que l'aiguille met à atteindre le maximum de déviation ou à devenir stationnaire est indépendant de la nature et de l'épaisseur de l'écran; 4° que, si on place la pile hors de la direction du faisceau calorifique émané de la source, en la tenant toujours tournée vers l'écran d'où sort le faisceau, l'aiguille descend au zéro de la division. Tous ces faits ne permettent pas évidemment d'admettre que la chaleur rayonnée sur la pile provienne de l'échauffement du corps.

M. Melloni a d'abord désigné sous les noms de *diathermanes*, et plus tard de *diathermiques*, les corps qui se laissent traverser par le calorique rayonnant; puis sous ceux d'*athermanes* ou *adiathermiques*, les corps qui ne jouissent pas de cette propriété. Ces dernières qualifications ne doivent pas toujours être prises dans un sens absolu : tel corps, qui est athermane sous une certaine épaisseur, peut cesser de l'être si on la diminue convenablement.

480. En faisant varier le poli, l'épaisseur, la nature des plaques et la nature de la source, M. Melloni a constaté les faits suivants.

1°. La quantité de chaleur qui traverse une plaque diathermane est d'autant plus grande, toutes choses égales d'ailleurs, que le poli est plus parfait.

2°. La quantité de chaleur qui traverse des plaques de même épaisseur et de nature différente, dans les mêmes circonstances, est très-variable. La faculté que possèdent les corps de pouvoir être traversés par la chaleur rayonnante n'a aucun rapport avec leur degré de transparence. Par exemple, une plaque de cristal de roche enfumée de 86 millimètres d'épaisseur, d'une teinte assez prononcée pour ne pas permettre de distinguer à travers les lettres d'une page imprimée en gros caractères, laisse passer plus de chaleur qu'une plaque d'alun bien transparent de $1^{mm},5$; des plaques minces de mica noir et de verre noir, imperméables à la lumière solaire, laissent passer, dans certaines circonstances, une quantité sensible de chaleur rayonnante.

Ces derniers faits ressortent d'une manière évidente de l'inspection du tableau suivant. La source de chaleur était une flamme.

Verres incolores. Épaisseur, $1^{mm},88$.

	Rayons transmis.
Point d'écran	100
Flint de diverses qualités	de 67 à 64
Verre à glace; divers échantillons	de 62 à 59
Verre à vitres; divers échantillons	de 58 à 50

Suite du Tableau.

Liquides. Épaisseur, $9^{mm},21$.

	Rayons transmis.
Sulfure de carbone	63
Huiles de noix, d'olive, de colza, jaunes ..... de 34 à	30
Essence de térébenthine incolore	31
Naphte rectifié, huile d'œillette	26
Éther sulfurique pur	21
Acide sulfurique pur, *id.* de Nordhausen, brun	17
Alcool absolu, acide nitrique pur	15
Eau sucrée, eau alunée, eau salée (sel gemme)	12
Eau distillé	11

Corps cristallisés. Épaisseur, $2^{mm},62$.

Sel gemme diaphane	92
Spath d'Islande, cristal de roche diaphane	62
Cristal de roche diaphane de couleur enfumée	57
Topaze du Brésil incolore	54
Carbonate de plomb diaphane	52
Tourmaline verte diaphane	27
Agate laiteuse translucide	35
Chaux sulfatée transparente	20
Chaux fluatée translucide	15
Acide citrique	15
Alun diaphane	12
Sulfate de cuivre diaphane, d'un très-beau bleu	0

Il n'y a, non plus, aucune relation entre la teinte des lames de même nature et les quantités de calorique rayonnant qui les traversent dans les mêmes circonstances. Pour les corps solides non cristallisés incolores et les liquides, la diathermanéité varie généralement suivant l'ordre des pouvoirs réfringents. Cette loi n'est pas du tout applicable aux matières cristallisées; car le carbonate de plomb, beaucoup plus réfringent que le spath d'Islande et le cristal de roche, est moins diathermane qu'eux; le sel gemme, qui possède à peu près le même degré de transparence et le même indice de réfraction que l'alun, laisse passer incomparablement plus que lui le calorique rayonnant. On n'a reconnu aucune dépendance entre la diathermanéité et les formes primitives ou secondaires des cristaux; cependant l'expérience montre que les grandes différences qu'on observe semblent tenir plutôt à la structure qu'à la nature chimique des molécules : en effet, une plaque de sel marin ne laisse passer que peu de rayons de chaleur là où le sel gemme en trans-

met la presque totalité; et la diathermanéité de l'eau pure augmente, à peu près, de la même quantité quand on la sature de sel gemme ou d'alun, substances où cette propriété est si différente quand elles sont à l'état solide, puisque, parmi tous les corps solides plus ou moins transparents, la première est la plus diathermane, et la seconde celle qui l'est le moins. Pour les liquides, le carbure de soufre et l'eau occupent les extrêmes; l'eau se comporte comme l'alun.

3°. La quantité de chaleur qui traverse une plaque diathermane quelconque diminue à mesure que son épaisseur augmente, mais suivant une loi beaucoup moins rapide, surtout pour les cristaux. Le sel gemme fait exception : il laisse toujours passer la même quantité de chaleur, du moins pour des épaisseurs comprises entre 2 et 40 millimètres. Le tableau suivant renferme les résultats des expériences faites sur le verre de Saint-Gobain, le cristal de roche limpide, le cristal de roche enfumé, l'huile de colza, et l'eau distillée. La quantité de chaleur qui arrivait directement à la pile sans interposition d'écran est représentée par 100.

Les chiffres que renferme le tableau n'ont point été obtenus sur des lames ayant des épaisseurs croissantes d'abord de $0^{mm},5$, et ensuite de 1^{mm} : la chose aurait été impossible; mais en construisant des courbes ayant pour abscisses les épaisseurs des lames, et pour ordonnées les quantités de chaleur, on a pu déduire les quantités de chaleur correspondantes à des épaisseurs croissant régulièrement. Les expériences sur les liquides ont été faites en les introduisant dans de larges tubes de verre, fermés par des plaques de verre à faces parallèles; mais il fallait éviter l'influence des plaques de verre. M. Melloni y est parvenu de la manière suivante. D'abord il a constaté que, pour l'eau et l'huile sous une épaisseur plus grande que 3 millimètres, l'épaisseur des plaques de verre placées en avant, depuis l'extrême minceur jusqu'à 2 ou 3 millimètres, était sans influence. Ce résultat ne provient pas de ce que l'action absorbante du verre est très-petite par rapport à celle des liquides, car il n'en est pas ainsi : il provient de ce que les deux liquides, sous une épaisseur plus grande que 3 millimètres, éteignent déjà par leur action propre tous les rayons qui sont absorbés par le verre de 2 à 3 millimètres; de sorte que la présence des lames de verre en avant de la lame liquide est sans influence. Quant aux lames qui sont placées au delà du liquide, elles ne peuvent exercer qu'une absorption excessivement faible sur le faisceau qui a déjà traversé la lame antérieure et la couche liquide. Par

conséquent, pour les épaisseurs de la couche liquide supérieures à 3mm, il n'y avait pas lieu de tenir compte de l'influence des plaques. Pour les épaisseurs d'huile plus petites que 3mm, on a remplacé les plaques de verre par des plaques de sel gemme, qui sont sans influence. Pour l'eau, cette substitution était impossible; mais M. Melloni ayant reconnu que l'eau saturée de sel marin et l'eau pure renfermée entre des plaques de verre se comportaient sensiblement de la même manière, surtout dans les petites épaisseurs, on a pu, pour les épaisseurs inférieures à 3mm, remplacer l'eau distillée par l'eau saturée de sel, et la renfermer entre deux plaques de sel gemme.

Épaisseurs en millimètres.	VERRE DE SAINT-GOBAIN.			CRISTAL DE ROCHE LIMPIDE.			CRISTAL DE ROCHE ENFUMÉ.			HUILE DE COLZA.		EAU DISTILLÉE.	
	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Cuivre à 400°.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Cuivre à 400°.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Cuivre à 400°.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.
0,5	77,45	62,10	14,40	78,56	69,50	14,70	81,72	70,02	15,42	64,00	31,97	25,08	8,70
1,0	73,30	51,52	9,90	76,76	65,10	11.25	78,57	64,97	12,27	48,30	22,72	19,33	5,70
1,5	70,40	46,12	6,68	74,76	62,50	9,70	»	»	»	41,00	18,62	15,98	4,15
2,0	68.20	42,82	4,95	73,33	60,55	8,67	75,07	60,32	9,17	36,05	16,27	13,88	3,15
2,5	66,55	»	»	72,46	»	»	»	»	»	32,65	»	»	»
3	65,30	38,32	2,85	71,79	57,55	7,30	73,07	57,37	7,77	30,55	13,57	11,43	2,00
4	63,40	35,82	2,02	70,79	55,30	6,60	71,42	54,77	6,97	27,75	11,92	10,03	1,45
5	62,00	33,97	1,50	70,19	53,30	5,95	»	»	»	25,65	10,77	9,11	1,10
6	60,85	32,32	1,35	69,79	51,40	5,37	»	»	»	23,85	9,77	8,55	0,95
7	59,95	30,82	1,28	69,49	49,75	4,92	»	»	»	22,60	8,87	8,23	0,75
8	59,20	29,62	1,13	69,33	48,40	4,55	»	»	»	21,70	8,12	8,00	0,55
9	»	»	»	»	»	»	»	»	»	21,20	7,52	7,83	0,45
10	»	»	»	»	»	»	»	»	»	20,95	7,12	7,73	0,35
11	»	»	»	»	»	»	»	»	»	20,85	6,72	7,68	0,30
50	»	»	»	»	»	»	»	»	»	12,50	2,12	2,39	0,00
86	»	»	»	»	»	»	59,02	35,00	0,65	»	»	»	»
100	»	»	»	»	»	»	»	»	»	8,08	1,24	1,28	0,00
150	»	»	»	»	»	»	»	»	»	6,05	»	0,71	0,00
200	»	»	»	»	»	»	»	»	»	5,33	»	»	»

On voit, à l'inspection de ce tableau, que les pertes occasionnées par des accroissements égaux d'épaisseur vont toujours en diminuant, et que les effets produits par cet accroissement d'épaisseur, comparés aux intensités des rayons sur lesquels ils agissent, dé-

croissent aussi très-rapidement. Par exemple, pour le verre et la lampe de Locatelli, les pertes produites par 6 accroissements successifs de 1^{mm} sont 100 — 73,30 = 26,70; 73,30 — 68,20 = 5,10; 68,20 — 65,30 = 2,90; 65,30 — 63,40 = 1,90; 63,40 — 62 = 1,40; 62 — 60,85 = 1,15; c'est-à-dire 26,70; 5,10; 2,90; 1,90; 1,40; 1,15; et ces pertes, divisées par les intensités des faisceaux 100; 73,30; 68,20; 65,30; 63,40; 62, donnent 0,26; 0,069; 0,043; 0,029; 0,022; 0,018.

4°. Lorsque plusieurs lames de même espèce sont superposées, l'effet produit est plus petit que celui qui résulterait d'une seule lame ayant une épaisseur égale : par exemple, le rayonnement direct de la lampe étant de 39,66, en interposant une plaque de verre de 8^{mm},274 il a été réduit à 23,35, et en la remplaçant par 6 plaques du même verre, formant une épaisseur totale de 8^{mm},159, il est tombé à 15,11. Des expériences semblables sur le cristal de roche ont donné des résultats semblables : par le rayonnement libre on a obtenu 39,39; par une plaque de cristal de roche de 8^{mm},12 l'intensité du faisceau émergent a été réduite à 27,72, et par 6 plaques ayant une épaisseur totale de 8^{mm},604 on a obtenu seulement 18,13.

5°. Lorsqu'on emploie un système de plaques de même nature ou de nature différente, l'effet produit est indépendant de l'ordre de succession des plaques.

6°. Lorsqu'on fait tomber sur une même plaque des faisceaux de chaleur de même intensité, mais provenant de sources diverses, les quantités de chaleur qui traversent la plaque sont d'autant plus petites en général que la température propre de la source est moins élevée; mais la différence est d'autant plus faible que les lames sont plus minces : ce qui prouve qu'elle ne provient pas seulement d'une inégalité d'action exercée à la première surface, mais d'une inégalité dans les pouvoirs absorbants. On peut vérifier ces faits dans le tableau précédent et dans le suivant.

A Lampe Locatelli. B Hélice de fil de platine incandescent. C Plaque de cuivre à 400°. D Plaque de cuivre à 100°. Épaisseur commune 2mm,6.	Transmissions sur 100 rayons incidents provenant de			
	A	B	C	D
Sel gemme diaphane incolore	92	92	92	92
Sel gemme louche	65	65	65	65
Chaux fluatée	78	69	42	33
Spath d'Islande diaphane incolore	39	28	6	0
Carbonate de plomb diaphane incolore	32	23	4	0
Tourmaline vert foncé, diaphane	18	16	3	0
Corne de bœuf translucide, noisette	18	4	0	0
Gomme commune diaphane	18	3	0	0
Chaux sulfatée	14	5	0	0
Alun diaphane incolore	9	2	0	0
Sucre candi diaphane incolore	8	0	0	0
Glace très-pure (eau glacée)	6	0	0	0
Cristal de roche diaphane incolore	38	28	6	0
Cristal de roche couleur enfumée, diaphane	37	28	6	0
Verre à glace	39	24	6	0

Le sel gemme présente deux exceptions fort remarquables à la loi générale que nous venons d'énoncer : il transmet toujours, quand il est diaphane, les 0,923 de la chaleur incidente, quelle que soit la nature de la source ; et recouvert de noir de fumée il laisse passer le calorique rayonnant avec d'autant plus d'abondance que la température de la source est moins élevée. Il présente encore cette particularité lors même qu'il est opaque sans l'application du noir de fumée ; aucune autre substance n'a offert jusqu'à présent une propriété analogue. Cette facuté du sel gemme enfumé nous prouve que le noir de fumée donne lieu à une transmission immédiate et instantanée, qui varie avec la qualité du flux de chaleur incident, mais d'une manière tout opposée à ce qui arrive avec les autres corps diathermanes.

Quand on expose le sel gemme enfumé au rayonnement d'un corps assez chaud pour être lumineux, par exemple à celui du soleil, toute lumière incidente est interceptée, tandis qu'il y a de la chaleur de transmise : d'où il faut conclure que parmi les rayons de chaleur que lancent les flammes et autres sources lumineuses, il y en a de la nature de ceux qui émanent des corps obscurs.

Le décroissement de pouvoir transmissif, observé pour toutes les substances diathermanes, excepté le sel gemme, à mesure que la température de la source de chaleur diminue, existe aussi pour la conductibilité dans les métaux : car si on place de l'eau chaude

dans un vase de cuivre noirci extérieurement, la quantité de chaleur rayonnée, à mesure que le vase se refroidit, comparée à l'excès de température de l'eau sur celle de l'air, est une fraction décroissante; à 100° cette fraction est 0,457, à 75° elle est 0,393; et à 50° elle se réduit à 0,267.

7°. La chaleur rayonnante, en traversant une lame diathermane subit une certaine modification qui la rend plus ou moins susceptible d'être transmise par d'autres substances. D'après ce que nous avons dit de l'influence de l'épaisseur, il est évident que la chaleur qui a déjà traversé une lame d'une substance diathermane quelconque, traverse beaucoup plus facilement d'autres lames de la même nature : c'est ce qui résulte d'ailleurs d'expériences directes. Le même effet a encore lieu généralement quand les nouvelles plaques sont de natures différentes de celles des premières : par exemple, quand la chaleur a traversé une plaque de verre de $8^{mm},27$, sur 100 rayons, une plaque de sel gemme, des plaques de verre et de cristal de roche en transmettent 92,3; lorsque le faisceau a traversé une plaque d'acide citrique, une plaque d'alun laisse passer à peu près la même quantité de chaleur qu'une plaque de sel gemme.

Nous venons de voir dans le sel gemme recouvert de noir de fumée, un moyen de séparer la chaleur obscure qui accompagne la chaleur lumineuse : on pourrait y parvenir aussi à l'aide d'une lame de mica noir ou de verre noir tout à fait opaques. Mais, chose remarquable, le calorique obscur ainsi isolé, jouit de propriétés différentes, suivant que l'on s'est servi du sel gemme, ou de l'une des deux autres substances : fort peu des rayons émergents du sel gemme enfumé traversent une lame de verre incolore ordinaire; tandis que celui-ci laisse passer plus de moitié de la chaleur transmise par le verre noir ou le mica noir opaques.

Dans de nombreux essais faits sur des verres incolores et des verres diversement colorés, M. Melloni a trouvé que, si on les prend en lames de même épaisseur, et qu'on les expose au rayonnement lumineux et calorifique d'une flamme à température constante :

1. La quantité de chaleur transmise est notablement plus faible pour les lames colorées que pour les incolores;

2. Que pour une même espèce de verre la transmission diminue; à mesure que la teinte est plus foncée;

3. Que pour les espèces différentes la diathermanéité n'a aucun rapport avec la nature de la couleur, ni avec son intensité; car la

transmission, à travers les verres colorés en rouge ou violet foncé est beaucoup plus abondante que celle de tout autre verre légèrement coloré.

4. Les matières colorantes qui donnent le rouge, l'orangé, le bleu, l'indigo, le violet n'exercent point d'absorption élective sur les rayonnements calorifiques; elles éteignent, par conséquent, la même proportion de chaleur, quelle qu'en soit la source, et agissent ainsi comme les matières brunes sur la transmission de la lumière. Le verre noir et le mica noir opaques, les verres verts, et notamment ceux qui doivent cette couleur au bi-oxyde de cuivre, tout en livrant passage à plusieurs des rayons transmissibles par le verre, absorbent ceux qui sont susceptibles de traverser l'alun. Nous verrons, dans le second volume, en parlant de la réfrangibilité des rayons de chaleur, que cette diathermanéité spéciale des verres noirs, du mica noir et des verres verts, méritait bien d'être signalée par son opposition à celle dont jouit le sel gemme enfumé.

8°. Lorsque la chaleur rayonnante traverse une lame diathermane quelconque, elle subit aux deux surfaces des réflexions qui lui font perdre 0,077 de son intensité primitive. Pour le sel gemme cette conséquence se déduit de l'intensité constante du rayon transmis, qui est toujours, comme nous l'avons dit, de 0,923, quelles que soient l'épaisseur de la lame et la nature des rayons calorifiques. Quant aux autres substances, on fait passer le rayonnement de la source par une lame de 8 à 10 millimètres d'épaisseur, et on expose à la chaleur émergente une seconde lame très-mince de la même substance : alors celle-ci donne à très-peu près la même transmission que le sel gemme. Dans ce cas particulier il n'y a donc pas d'absorption sensible, et la quantité de chaleur perdue, $1 - 0,923$, ou 0,077, provient uniquement de la réflexion; c'est d'ailleurs ce qu'on peut démontrer d'une manière plus directe en réunissant la lame mince à la lame épaisse par un mastic bien transparent, ou mieux encore en prenant une nouvelle lame de la même substance et d'une épaisseur égale à la somme des épaisseurs de deux premières : on trouve exactement la même transmission qu'avec la première lame. La valeur de l'effet produit par la réflexion pourrait aussi s'obtenir en observant la transmission A à travers une plaque épaisse, et ensuite la transmission B à travers cette plaque à laquelle on aurait réuni plusieurs lames très-minces. En désignant par k la quantité de chaleur qui échappe à la réflexion

dans chaque lame pour un rayon incident 1, et par n le nombre des lames minces, on aurait évidemment $B = Ak^n$, et $1 - Ak^n$ pour la perte due aux réflexions successives.

La petite différence des nombres qui représentent la perte totale de chaleur due à la réflexion aux surfaces intérieures et extérieures des diverses substances diathermanes pourrait être attribuée aux erreurs inévitables des expériences et à l'inégalité du poli; mais il est beaucoup plus probable que cette différence, quoique faible, est réelle, et que le pouvoir réflecteur des corps pour la chaleur dépend, comme pour la lumière, de la puissance réfractive. Nous reviendrons sur ce sujet en parlant de la lumière.

9°. La quantité de chaleur qui passe à travers une plaque diathermane résulte de la somme totale des rayons qui émergent après avoir éprouvé 2, 4, 6, etc., réflexions; mais les rayons qui sortent après 4, 6, etc., réflexions ont une intensité si faible que, quoique leur nombre soit infini, on peut les négliger sans erreur sensible, et ne considérer que les rayons qui sortent après avoir éprouvé les deux premières réflexions. M. Melloni l'a démontré par une expérience décisive. Supposons qu'on fasse passer un faisceau de calorique rayonnant à travers une lame : si on incline un peu celle-ci, les rayons qui émergent après 4, 6, 8, etc., réflexions sortiront du cylindre qui termine la pile, et, par conséquent, si leur influence était sensible lorsque la lame avait une direction perpendiculaire à celle du cylindre, la déviation de l'aiguille du rhéomètre devra diminuer; or, on n'a jamais pu reconnaître la moindre variation. Ainsi, en désignant par R et R' les nombres constants pour une même substance, qui représentent l'intensité de la chaleur réfléchie à la première et à la seconde surface pour un rayon incident d'une intensité 1, par i l'intensité du rayon incident, et par A l'intensité du rayon émergent, on aura $A = i\,(1 - R)\,(1 - R')$.

On peut d'ailleurs se rendre compte de l'exactitude de ce dernier résultat en calculant les intensités des rayons transmis après 2, 4, 6, 8, etc., réflexions, et en faisant leur somme. On trouve facilement pour ces intensités : $i\,(1 - R)\,(1 - R')$, $i\,(1 - R)\,(1 - R')\,RR'$, $i\,(1 - R)\,(1 - R')\,R^2R'^2$, $i\,(1 - R)\,(1 - R')\,R^3R'^3$, etc.; et pour la somme de la série infinie de ces intensités, $i\,(1-R)\,(1-R') : (1 - RR')$, en observant que R et R' sont des quantités plus petites que l'unité. Or, cette dernière expression diffère très-peu de $i\,(1-R)\,(1 - R')$, attendu que R et R' sont des fractions très-petites. D'après ce que nous avons vu précédemment $(1 - R)\,(1 - R') = 0{,}923$

pour le sel gemme, et les autres substances diathermanes donnent des résultats très-peu différents. $R = R'$ donne $R = 0,04$.

481. M. Biot, en soumettant au calcul les résultats des expériences de M. Melloni, en a déduit la loi de l'absorption de la chaleur à travers les plaques diathermanes, loi qui est exactement la même que celle qui était admise depuis longtemps pour l'absorption de la lumière à travers les corps transparents.

Si on prend une lame diathermane ayant une épaisseur $e+e'$, telle que le faisceau émergent ait sensiblement la même intensité que quand son épaisseur est réduite d'une petite quantité e', et nous savons que cela est toujours possible, en désignant par A l'intensité du faisceau émergent, par i, i', i'', etc., les intensités des rayons incidents élémentaires, et par $\varphi(e+e')$, $\varphi'(e+e')$.... des fonctions inconnues de l'épaisseur représentant les intensités auxquelles se trouvent réduits par le fait de l'absorption les rayons élémentaires d'une intensité égale à 1, nous aurons

$$A = (1-R)(1-R')[i\varphi(e+e') + i'\varphi'(e+e') + i''\varphi''(e+e') + \ldots\ldots];$$

et si le même faisceau traversait successivement deux plaques de la même substance, ayant pour épaisseurs e et e', en désignant par B l'intensité du faisceau émergent, on aurait

$$B = (1-R)^2(1-R')^2[i\varphi(e)\varphi(e') + i'\varphi'(e)\varphi'(e') + i''\varphi''(e)\varphi''(e') + \ldots\ldots].$$

Or on trouve, d'après l'expérience, $B = A.\ 0,923$; et comme $0,923 = (1-R)(1-R')$, il vient

$$i\varphi(e+e') + i'\varphi'(e+e') + i''\varphi''(e+e') + \ldots = i\varphi(e)\varphi(e') + i'\varphi'(e)\varphi'(e') + \ldots;$$

et comme cette dernière équation doit exister quels que soient i, i'... e et e', on a

$$\varphi(e+e') = \varphi(e)\varphi(e'); \qquad \varphi'(e+e') = \varphi'(e)\varphi'(e')\ldots\ldots;$$

ce qui suppose nécessairement que $\varphi(e) = a^e$, et $\varphi(e') = a^{e'}$: car alors $\varphi(e+e') = a^{e+e'}$.

D'après cela, l'intensité d'un faisceau de chaleur qui sort d'une plaque ayant une épaisseur e, est égale à $(1-R)(1-R')[ia^e + i'a'^e + i''a''^e + \ldots]$; $i + i' + i'' + \ldots\ldots$ étant égal à l'intensité du faisceau incident.

Les termes contenus dans le dernier facteur ne peuvent pas se réduire à un seul par l'égalité des bases logarithmiques a, a', a''..., attendu que le décroissement de l'intensité du faisceau, à mesure que e augmente, n'est pas de nature à être représenté par un seul terme; il est même très-probable que ce facteur contient une infinité de termes dans lesquels la base logarithmique et les intensités i, i', etc., varient d'une manière continue. En effet, la transmissibilité des rayons est liée à leur réfrangibilité, ainsi que nous le verrons plus tard; et comme, dans la lumière, la réfrangibilité varie d'une manière continue entre les deux limites extrêmes, il est très-probable qu'il en est ainsi pour la chaleur. D'ailleurs M. Biot, en partant de cette hypothèse, est parvenu à représenter l'intensité du faisceau émergent en fonction de l'épaisseur de la lame par des formules qui s'accordent très-bien avec les observations.

Il faut remarquer que les bases logarithmiques sont toutes comprises entre o et 1 : car o correspond à une absorption totale, et 1 à une absorption nulle. Il est facile de voir que chaque rayon élémentaire s'éteindra d'autant plus ra-

pidement que la base logarithmique correspondante sera plus petite, et que l'influence d'un même accroissement d'épaisseur diminue rapidement, à mesure que l'épaisseur augmente : car pour un même rayon et un accroissement d'épaisseur e', la perte est $1 - Ka^{e+e'}$, dont la différence avec la perte $1 - Ka^{e}$, relative à l'épaisseur e, est représentée par $Ka^{e}(a^{e'} - 1)$, quantité d'autant plus petite, lorsque e' est constant, que e est plus grand, puisque a est plus petit que l'unité.

Dans toutes les expériences où des rayons de chaleur parallèles rencontrent, avant d'arriver à la pile thermo-électrique, un écran diathermane, une partie traverse celui-ci sans changer de direction, tandis qu'une autre est absorbée, produit un certain échauffement et s'échappe ensuite dans tous les sens; l'influence qu'exerce sur la pile ce flux divergent, varie suivant la position qu'occupe l'écran entre elle et la source calorifique; on l'atténue autant que possible, comme il est facile de le démontrer par le calcul, en le plaçant au milieu de l'intervalle.

482. *Réflexion.* Nous avons parlé [47] des lois générales de la réflexion; ici nous examinerons ce phénomène avec plus de détails, principalement relativement au pouvoir réflecteur des différents corps. Nous appellerons réflexion spéculaire celle qui a lieu à la surface des corps polis et qui suit les lois énoncées [47]. Ce qui caractérise cette réflexion, c'est qu'elle s'opère de telle manière que, connaissant la forme de la surface réfléchissante, on peut assigner avec précision les rapports de direction des rayons incidents et des rayons réfléchis. Plus le poli est parfait, et plus il y a de chaleur réfléchie; c'est ce que l'on peut aisément vérifier en faisant varier cette qualité sur un miroir comme celui indiqué fig. 316, plaçant en avant un même corps chaud A à la même température, et au foyer une des boules d'un thermomètre différentiel.

483. La nature des corps a aussi une très-grande influence sur la réflexion. C'est ce que l'on pourrait montrer en recouvrant le miroir de divers enduits. On peut aussi faire ces expériences en mettant successivement dans la même position, entre le foyer et le même miroir, des plaques égales de différentes substances (fig. 328) : les rayons réfléchis se trouvent concentrés en un point F', plus près du miroir et dont la distance à la plaque MN est égale à celle du foyer F à la même plaque. La boule d'un thermomètre différentiel étant placée au point F', ses indications varieront proportionnellement au pouvoir réflecteur de la plaque, comme nous l'avons vu [472]. On pourrait encore employer l'appareil fig. 328 A, dans lequel le miroir métal-

lique est remplacé par une lentille de verre ou de sel gemme; cette disposition serait même plus avantageuse que la première, parce que le sel gemme, aussi bien que le verre sous les épaisseurs ordinaires des lentilles et pour la chaleur émanée d'une flamme, absorbent toujours moins de chaleur que les métaux polis, et qu'on peut placer cette lentille plus près du foyer de chaleur que le miroir.

Si on voulait se servir de l'appareil (fig. 327) pour mesurer le pouvoir réfléchissant des corps, il suffirait de changer les places respectives de l'écran C et du support D; puis d'élever les tiges de la pile et du support E, sur lequel on place le foyer; d'incliner l'axe de la pile en le dirigeant vers l'ouverture *o* de l'écran C; et de placer horizontalement sur le support D les plaques dont on veut observer le pouvoir réflecteur. Il est facile de voir que, par cette disposition, la pile est soustraite aux rayons directs de la source, et ne peut être affectée que par les rayons réfléchis. M. Melloni a trouvé ainsi que l'eau et les liquides en général, la faïence, les émaux, les marbres, ne donnent qu'une déviation qui ne dépasse pas 7 à 8°, tandis que les métaux poussent l'index du rhéomètre de 20 à 45°, suivant l'état de leur surface. C'est par la première méthode que Leslie a obtenu les nombres suivants pour les pouvoirs réflecteurs :

Cuivre jaune	100
Argent	90
Étain en feuille	80
Acier	70
Plomb	60
Étain mouillé de mercure	10
Verre	10
Verre huilé	5
Noir de fumée	0

Ces nombres indiquent seulement les facultés réfléchissantes relatives. Pour en déduire les intensités des rayons réfléchis, comparées à l'intensité du rayon incident, il est évident qu'il suffit de connaître ce dernier rapport pour un seul corps : or, il résulte des expériences faites sur la transmission de la chaleur à travers le verre, qu'en représentant par 100 l'intensité du rayon incident, celle du rayon réfléchi est de 3,93. En effet, nous avons vu qu'en désignant par R et R′ les fractions du rayon incident qui sont réfléchies à la 1re et à la 2e surface du verre, on avait $(1-R)(1-R') = 0,923$; en admettant que $R = R'$, ce qui existe pour la lumière, on trouve $R = 0,0393$ ou 3,93 en représentant par 100 l'intensité du rayon

incident. La valeur de (1 — R) (1 — R') étant sensiblement la même pour le verre, le sel gemme, le cristal de roche, la topaze, il s'ensuit que la faculté réfléchissante de ces substances diffère peu. Alors, d'après la table précédente, l'intensité de la réflexion sur le cuivre jaune, étant dix fois plus grande que celle du verre, serait 39,30. Une expérience directe de M. Melloni a donné 44,41. Mais le degré de poli et surtout celui de l'écrouissage ont une grande influence, car un miroir fondu et travaillé au tour réfléchit beaucoup moins la chaleur que quand il a été travaillé au marteau.

L'intensité du rayon réfléchi varie aussi suivant l'inclinaison. Il est à son minimum sous l'incidence normale, et augmente graduellement à mesure que le rayon incident se rapproche de la surface réfléchissante; d'après les expériences de M. Melloni, la variation presque insensible jusqu'à 20 ou 30°, est au delà très-appréciable, mais très-petite pour les substances métalliques : de 20 à 80° elle atteint à peine 4 à 5 centièmes.

Dans tout ce que nous avons dit des pouvoirs réflecteurs, il n'a point été question de la nature de la source de chaleur, ou du moins nous n'avons rien dit qui donne à supposer qu'elle ait quelque influence sur ces pouvoirs. Elle n'en a aucune, en effet, quand la réflexion s'opère sur des surfaces métalliques; en d'autres termes, un métal réfléchit constamment la même partie aliquote de la chaleur incidente, quelles qu'en soient l'intensité et la source. C'est ce que M. Melloni a démontré nettement de la manière suivante. Ayant ôté le réflecteur métallique de la lampe Locatelli de son appareil et rapproché celle-ci de la pile jusqu'à ce que la chaleur émanée de la flamme donnât, par son rayonnement libre et direct, la déviation normale de 30°, il interposa des lames diathermanes, et leur trouva le même pouvoir transmissif que quand la lampe était munie de son réflecteur : celui-ci ne changeait donc pas la nature du flux calorifique, mais seulement son intensité. Pour montrer que cette propriété n'était pas restreinte au laiton, M. Melloni plaçait horizontalement sur le support D (fig. 327) une plaque métallique polie quelconque; élevait la source de chaleur, qui était successivement la flamme de la lampe, l'hélice de platine incandescente, la feuille de cuivre chauffée à 400°, et le cube contenant de l'eau bouillante; inclinait l'axe de la pile pour qu'elle ne reçût que la chaleur réfléchie par la plaque métallique; et, les choses ainsi disposées, déterminait encore les pouvoirs transmissifs obtenus pour les mêmes lames diathermanes par l'autre procédé; il trouvait les mêmes résultats que quand

les rayons de chaleur arrivaient sur la pile sans avoir été réfléchis. Cette dernière méthode, appliquée à des réflecteurs non métalliques, a montré que leur pouvoir réfléchissant variait avec la nature des rayons de chaleur incidente.

484. *Dispersion ou diffusion.* C'est à M. Melloni qu'est due la découverte de ce phénomène; et tout ce que nous allons en dire, nous l'empruntons à ses travaux.

Soient SL (fig. 950) une lampe allumée, M une lentille en verre placée convenablement pour rassembler en un faisceau de rayons parallèles et horizontaux de 4 ou 6 centimètres de diamètre la chaleur émanée de la flamme; E un écran athermane pour intercepter à volonté le rayonnement; D un disque de bois de 6 à 8 centimètres, vertical, ayant son centre à la hauteur de ceux de la flamme et de la lentille, sur la même ligne, et son plan plus ou moins oblique à cette ligne, couvert, sur la face qui les regarde, d'une couche blanche et bien uniforme de céruse ou de craie; E′ un second écran athermane; P une pile thermo-électrique ayant son axe horizontal et dirigé vers le centre du disque; elle est armée, de ce côté, d'un réflecteur en laiton poli ayant la forme d'un tronc conique pour augmenter la quantité de chaleur qui arrive à la base de la pile; E″ écran de verre à vitre ordinaire.

Ces dispositions prises et le rhéomètre marquant zéro, démasquons la lampe : aussitôt l'aiguille de ce dernier se met en mouvement et s'arrête, au bout de 1′½ à 2′, à une déviation fixe qui peut atteindre 25°, 30°, et même plus si l'on voulait; or, E′ défend la pile contre tout rayonnement direct; la céruse et la craie sont dépourvues de tout pouvoir réflecteur spéculaire, et si elles s'échauffaient sensiblement, elles n'enverraient vers la pile que de la chaleur obscure que l'écran E″ arrêterait complétement. Il ne peut donc arriver à la pile que des rayons *dispersés* par la craie ou la céruse; nous disons *dispersés* et non *réfléchis spéculairement* : on peut, en effet, sans que l'indication du rhéomètre éprouve de changement sensible, placer la pile à droite, à gauche, au-dessus, au-dessous de sa position première, pourvu qu'elle soit toujours à la même distance, son axe constamment dirigé vers le centre du disque et faisant le même angle avec sa surface. Des résultats analogues, plus ou moins prononcés, seraient obtenus en appliquant contre le disque de bois, du papier non satiné, des enduits de matières pulvérulentes blanches ou colorées, du noir de fumée en couche bien veloutée, des plaques de métaux, de verre, etc., à surfaces dépolies et mates.

Les signes caractéristiques de la dispersion, et qui distinguent la chaleur diffusée de celle qui provient de l'échauffement des corps, sont les suivantes :

Le rayonnement qui provient de la diffusion cesse à l'instant même où la source calorifique est masquée ou enlevée, tandis que celui qui provient de l'échauffement continue pendant un temps appréciable.

Des flux de chaleur de même intensité, mais de nature différente, venant rencontrer un corps athermane, celui-ci en diffuse des fractions variables; ce qui n'aurait pas lieu par une réflexion spéculaire, laquelle, d'ailleurs, ne se fait que sur des surfaces polies et dans une direction déterminée.

Sous l'action de la chaleur diffusée comme sous celle d'un rayonnement libre, l'aiguille du rhéomètre de la pile met le même temps à atteindre sa déviation fixe, ou à revenir au zéro à partir du moment où cette action cesse.

Nous résumerons ainsi qu'il suit, avec M. Melloni, ce qu'il nous a appris de plus général sur la diffusion.

1°. Les couches superficielles des corps font subir à la chaleur rayonnante une diffusion analogue à celle de la lumière.

2°. On possède des moyens simples et sûrs pour distinguer la chaleur diffusée de la chaleur *propre* émise par les corps, quoique l'une et l'autre radiation se composent de rayons sphériquement distribués autour de chaque point de la surface.

3°. Toutes les substances athermanes et les substances diathermanes à surfaces dépolies diffusent la chaleur.

4°. Les corps blancs dispersent abondamment celle qui provient des corps incandescents, et faiblement celle des sources de basse temperature.

5°. Le pouvoir dispersif des métaux mats est en général plus grand que celui des corps blancs (du moins il en est ainsi pour l'or, l'argent, le cuivre, le platine, l'étain; dans certains cas le fer et le plomb font exception), et s'en distingue en outre, en ce qu'il est indépendant de la nature de la chaleur incidente : ainsi les flux de la chaleur dispersée par les métaux sont de même composition que les flux incidents, et le moyen pour le prouver est simple : rappelons que la plupart des expériences qui ont servi à établir que les flux calorifiques ne sont pas tous de même qualité, ont été faites avec une lampe munie d'un réflecteur métallique poli; qu'on refasse les mêmes expériences avec le même réflecteur rendu mat, ou sans réflecteur, et

l'on trouve les mêmes propriétés aux rayonnements essayés. La diffusion et la réflexion spéculaire sur les métaux n'altèrent donc pas les qualités du flux de chaleur; mais les quantités absolues de chaleur dispersées varient d'un métal à l'autre.

6°. Le noir de fumée a un pouvoir dispersif extrêmement faible et qui est le même pour toutes sortes de radiations calorifiques; il est la seule substance connue qui possède à la fois ce double caractère, la seule, par conséquent, qui soit convenable pour être appliquée à la surface des instruments thermoscopiques ou thermométriques dans les expériences sur la chaleur rayonnante; généralement on doit en mettre plusieurs couches, et il est bon qu'elles soient bien veloutées.

7°. Si l'on compare la manière dont les corps dispersent la chaleur avec celle dont ils dispersent la lumière, on est conduit à exprimer comme il suit le résultat de cet examen. Le noir de fumée est une véritable matière noire pour le calorique rayonnant comme pour la lumière. Les métaux mats se comportent à l'égard de la chaleur rayonnante comme les corps plus ou moins blancs pour les radiations lumineuses. Tous les corps blancs ou colorés sont à l'égard du calorique, à l'exception des métaux, comme les corps colorés pour la lumière.

8°. Les lames ou plaques de substances diathermanes dépolies sur deux faces opposées dispersent sur la première la chaleur rayonnante, comme le font les corps athermanes; les rayons qui en ont traversé l'épaisseur éprouvent, en émergeant par la seconde face dépolie, une véritable diffusion, et se distinguent de ceux qui proviendraient de l'échauffement de la plaque. Le sel gemme dépoli se comporte de la même manière avec toutes sortes de chaleur, et il est la seule substance diathermane qui présente cette particularité. Les plaques de sel gemme dépolies et les plaques de sel gemme couvertes de noir de fumée jouent, par rapport à la chaleur rayonnante, le même rôle que les plaques de verre dépoli et les plaques de verre poli noircies au noir de fumée par rapport à la lumière.

485. *Pouvoir émissif.* La quantité de chaleur émise par les corps varie pour chacun, suivant l'inclinaison des rayons sur la surface, et sous la même inclinaison elle varie d'un corps à un autre.

486. *Les intensités des rayons de chaleur émis par une surface quelconque d'un corps sont proportionnelles aux sinus des angles formés par la direction de ces rayons avec la surface.* En effet, si on présente une surface échauffée MN (fig. 329) à un miroir XY, et si on interpose entre le miroir et la surface rayonnante deux écrans percés de deux

ouvertures égales o et o', de manière que le faisceau de rayons qui arrive au miroir soit renfermé dans un cylindre horizontal ayant pour base l'orifice o, le thermoscope montera d'une certaine quantité; si alors on incline la surface rayonnante MN, la portion de cette surface qui enverra des rayons au miroir sera A'B' plus grande que AB. Cependant on remarque que le thermoscope ne varie pas; il faut donc que l'intensité des rayons varie en raison inverse de l'étendue de la surface rayonnante : ainsi l'intensité des rayons émis par la surface AB est à celle de rayons émis par la surface A'B' : : A'B' : AB : : OB' : OB : : 1 : *cos* BoB' : : 1 : *sin* B'Ox. Ainsi, l'intensité des rayons émis par chaque élément d'une surface échauffée est proportionnelle au sinus de l'angle que fait sa direction avec la surface. On peut arriver à la même conclusion en présentant à la même distance d'un miroir un vase rempli d'eau chaude ayant la forme d'un demi-cylindre, car la surface plane et la surface convexe envoient au miroir la même quantité de chaleur.

487. Fourrier a donné une démonstration directe de cette loi, qui repose sur ce que le rayonnement et la réflexion des corps n'ont point lieu à la surface même, mais à une certaine profondeur. Nous commencerons par faire connaître les expériences qui constatent ce fait.

Supposons qu'on prenne un cylindre de fer ou d'un métal poli quelconque, chauffé à un certain degré, et qu'on observe le temps que ce cylindre met à se refroidir, dans l'air, d'un certain nombre de degrés, d'abord quand il est nu, et ensuite quand il est recouvert d'un nombre croissant de couches de vernis : on reconnaîtra que la vitesse du refroidissement augmente à mesure que les couches de vernis deviennent plus nombreuses, et que cette vitesse finit par devenir constante après qu'on en a accumulé un certain nombre. Ainsi, une seule couche de vernis n'est pas suffisante pour changer entièrement le pouvoir rayonnant d'un corps, ce qui ne peut avoir lieu qu'autant que les molécules qui sont au-dessous de la surface participent réellement au rayonnement de cette surface. Des expériences analogues ont été faites par Rumford, par Leslie, et récemment par M. Melloni.

Rumford observant le refroidissement dans l'air de deux vases égaux, l'un nu, l'autre recouvert successivement de 1, 2, 3, 4.... couches de colle de poisson, reconnut que la température du second, toutes autres circonstances égales, mettait à s'abaisser d'un certain nombre de degrés moins de temps que celle du premier, et

trouva la différence d'autant plus marquée que le nombre des couches de colle appliquées était plus grand. Comme cette inégalité des vitesses de refroidissement ne pouvait être attribuée à l'air, il en tira la conséquence incontestable, que le rayonnement devait partir d'une certaine profondeur au-dessous de la surface extérieure de la colle.

Leslie vérifia cette conclusion en étudiant le pouvoir émissif d'un vase de laiton, dont les faces latérales avaient reçu un nombre croissant de couches de vernis, et il vit que, passé un certain nombre, l'intensité du rayonnement restait constante.

M. Melloni a répété l'expérience de Leslie au moyen d'un vase cubique en laiton plein d'eau maintenue à une température constante, et placé en face d'une des bases de la pile thermo-électrique : il a constaté qu'en vernissant les faces du cube, le pouvoir émissif allait en croissant jusqu'à ce que le nombre des couches de vernis fût de 16, et qu'au delà il restait constant même avec 70 couches. Connaissant le poids de vernis employé, la proportion de matière solide déposée, et la densité de celle-ci, il a calculé que l'épaisseur des 16 couches qui rendait l'intensité du rayonnement invariable était d'environ $0^{mm},0434$. Des feuilles d'or de $0^{mm},002$, $0^{mm},004$, $0^{mm},008$ d'épaisseur, appliquées sur les faces d'un cube de verre, ont toutes produit la même diminution sur l'énergie de la radiation.

Ce qu'on est en droit de conclure de ces résultats, c'est que dans une plaque échauffée couverte de colle de poisson, une partie de la radiation calorifique émane de points placés à une profondeur sensible au-dessous de la surface : le même effet se produit aussi dans les couches de vernis, et vraisemblablement dans tous les corps *diathermanes :* quant aux corps qui ne le sont pas, rien ne prouve positivement qu'on doive y reconnaître l'influence de l'épaisseur sur le rayonnement.

Il était présumable que les mêmes conclusions devaient être adoptées à l'égard du phénomène de la réflexion du calorique. C'était du moins ce qui paraissait pouvoir être déduit de l'expérience suivante de Leslie, à une époque où l'influence de la diathermanéité n'était pas prise en considération dans des circonstances où, cependant, elle intervient. Ce physicien ayant placé au foyer d'un miroir sphérique métallique un thermoscope très-sensible, et à une certaine distance un vase plein d'eau chaude, observa que la température indiquée par le thermoscope allait en décroissant à mesure qu'il appliquait

à la surface intérieure du miroir 1, 2, 3, 4, 5, 6 couches de vernis, et que, passé ce nombre de couches, elle restait stationnaire. Or, voici très-probablement ce qui se passe : les rayons de chaleur réfléchis à la première surface du vernis vont converger sur le thermoscope; mais une action plus influente est due aux rayons qui, après avoir traversé deux fois l'épaisseur de ce vernis et s'être réfléchis sur le métal, vont aussi se concentrer au même endroit que les premières : les lames minces de vernis, de même que tous les corps diathermanes très-peu épais, se laissent en effet traverser facilement par les rayons de chaleur des sources à basse température; mais, en augmentant l'épaisseur du vernis, on le rend moins perméable à la chaleur; par suite, on atténue l'influence de la réflexion sur le métal, et on rend prédominante celle des rayons réfléchis par le vernis. Quand celui-ci a dépassé une certaine épaisseur, il n'arrive plus sensiblement de chaleur au miroir métallique, et le thermoscope n'accuse plus que l'effet produit par les rayons réfléchis sur le vernis, effet qui est tout à fait indépendant de tout surcroît d'épaisseur des couches déjà appliquées.

Ainsi nous n'avons pas de faits positifs desquels nous puissions induire que la réflexion a lieu jusqu'à une certaine profondeur au-dessous de la surface des corps.

Si nous admettons avec Fourrier qu'il en est autrement, quant à l'émission, voici comment on peut démontrer, d'après lui, que l'intensité des rayons qui émanent d'un même élément de la surface d'un corps échauffé est proportionnelle au sinus de l'angle des rayons avec la surface de l'élément. Du centre de l'élément mm' de la surface du corps (fig. 330) décrivons une sphère qui ait pour rayon la distance à laquelle les molécules du corps participent au rayonnement, et concevons par l'élément mm' de petits cylindres ayant pour base cet élément et s'appuyant sur la surface sphérique que nous venons de tracer. Tous les rayons qui sortiront par mm', suivant des directions parallèles, proviendront des molécules situées dans le petit cylindre formé par le prolongement de ces rayons : or, comme ces cylindres ont même hauteur, quelle que soit la loi suivant laquelle les rayons partis d'une molécule sont affaiblis par les molécules qu'ils sont obligés de traverser, il est évident que, si l'on prend dans un quelconque de ces cylindres une seule file de molécules, la quantité de rayons qu'elle émettra sera la même, quelle que soit son inclinaison; mais aussitôt que l'on considérera une réunion de files de molécules s'appuyant sur un élément mm', quelque

petit qu'il soit, pourvu qu'il ne soit pas nul, la quantité de rayons émis sera proportionnelle à la section du cylindre par un plan perpendiculaire à ses arêtes ; mais la section *mn* d'un de ces cylindres est égale à *mm'* multiplié par le cosinus de l'angle θ, ou par le sinus de l'angle d'émergence θ' : donc l'intensité des rayons est proportionnelle au sinus de l'angle qu'ils forment avec la surface.

Au reste, si cette loi n'existait point, l'équilibre de la chaleur ne pourrait point s'établir ; car, les rayons émis par la surface d'un corps se rapprochant d'autant plus qu'ils sont plus inclinés (fig. 331), si leur intensité était constante, les corps qui recevraient les rayons très-inclinés seraient incomparablement plus échauffés que les autres. Ainsi, les corps placés dans un même espace vide, terminé par une enceinte entretenue à une température constante, n'acquerraient point ou ne conserveraient point la température de l'enceinte : ils changeraient de température en changeant de forme ou de situation; les uns seraient incomparablement plus échauffés que les autres, et l'on trouverait, par exemple, la température de l'eau bouillante ou du fer en fusion dans certains points d'un espace terminé par une enceinte glacée.

Il résulte évidemment de la loi en question que, si un cylindre est coupé par un plan quelconque (fig. 332), la quantité de chaleur provenant des rayons émis par la base du cylindre et renfermés dans le cylindre sera constante, quelle que soit l'inclinaison de cette base; et qu'en général la quantité de chaleur émise par une surface, suivant une direction donnée, est égale à celle qu'émettrait dans cette direction la projection de cette surface sur un plan perpendiculaire à la direction des rayons. Ainsi, par exemple, une sphère échauffée rayonne dans une direction donnée comme un de ses grands cercles. Il résulte encore de là que les faisceaux parallèles envoyés par une surface plane très-petite AB (fig. 331) dans toutes les directions ayant une intensité proportionnelle au sinus de l'angle qu'ils forment avec la surface elle-même, et les épaisseurs de ces faisceaux élémentaires diminuant dans le même rapport, des faisceaux de rayons parallèles de même section ont la même intensité, quelle que soit leur direction.

488. La faculté émissive des corps varie dans chacun d'eux en sens contraire de la somme des pouvoirs réflecteur et diffusif. C'est ce que l'on peut facilement vérifier au moyen de l'appareil à miroir (fig. 328). Un cube de fer-blanc X à faces latérales formées de diverses substances en lames minces, est posé plein d'eau bouillante

devant le miroir, et on observe les indications du thermoscope correspondantes aux différentes faces. Leslie, en observant le pouvoir rayonnant d'une surface d'étain brillante, le trouva égal à 12, celui du noir de fumée étant 100; il raya ensuite la surface dans un seul sens avec du papier couvert de verre pilé, et obtint 19; en la rayant dans tous les sens, il obtint 26.

Ainsi le pouvoir émissif d'un corps est influencé par l'état de sa surface. D'après les expériences de Rumford et Leslie, on admettait qu'un métal rayonne d'autant mieux la chaleur que sa surface est moins polie, et, généralisant ce fait, on l'expliquait en disant que les aspérités augmentent l'étendue de la surface rayonnante et facilitent l'émission du calorique. M. Melloni, à qui on doit sur ce sujet de nombreuses recherches expérimentales, a découvert que le plus ou moins de poli des surfaces ne change point sensiblement le pouvoir émissif des substances non métalliques, telles que le marbre, l'ivoire, le jais, etc., et si les métaux présentent généralement des résultats contraires au précédent, la cause n'est pas, suivant lui, celle que nous avons rapportée. Pour certains métaux susceptibles de s'écrouir, le martelage ou le laminage qu'on leur fait ordinairement subir quand ils sont en plaques ou en feuilles, augmente jusqu'à une certaine profondeur la densité des couches superficielles, et quand on vient à les dépolir, on déchire les couches comprimées, et l'on met à nu les couches sous-jacentes, qui sont moins denses et rayonnent plus aisément la chaleur. L'argent, fondu en plaques avec la précaution de le refroidir très-lentement après le moulage, afin d'éviter autant que possible tout effet de trempe à la surface, étant ensuite poli à l'huile et au charbon de braise, possède un pouvoir émissif qui diminue quand on raye la plaque avec quelque poudre dure, telle que celle d'émeri ou avec le diamant : on conçoit, en effet, que ces opérations produisent une sorte d'écrouissage ou de compression qui augmente la densité dans les stries ou rayures, et rendent ainsi la sortie de la chaleur moins facile. L'or présente la même particularité.

Il est très-probable que les causes assignées par M. Melloni jouent un rôle dans les phénomènes que nous venons d'exposer et peuvent contribuer à les expliquer; mais on ne saurait disconvenir qu'elles ne soient d'une appréciation difficile, et que les diverses opérations mécaniques ne fassent varier que très-peu la densité des métaux, et certainement trop peu, pour rendre compte des grands changements de leur pouvoir émissif.

Leslie a donné, pour les pouvoirs rayonnants relatifs, les nombres suivants :

Noir de fumée	100
Eau	100
Papier à écrire	98
Verre ordinaire	90
Encre de Chine	88
Glace	85
Mercure	20
Plomb brillant	19
Fer poli	15
Étain, argent, cuivre, or	12

489. Pour déterminer les rapports des pouvoirs émissifs de deux corps, Rumford mettait un écran entre les deux boules du thermoscope, plaçait les deux corps de mêmes dimensions et à la même température en face des boules, et réglait leur distance de manière que l'index restât stationnaire. Il est évident qu'alors les quantités de rayons calorifiques reçus par les boules étaient égales, et les pouvoirs rayonnants des deux corps en raison directe des carrés de leurs distances aux boules du thermoscope.

490. M. Melloni a évalué les pouvoirs émissifs au moyen de vases cubiques dont les faces étaient recouvertes successivement de diverses substances, et dans lesquels il maintenait de l'eau à la température d'ébullition. Ces vases étaient placés derrière l'écran C de la fig. 327. Malgré la constance de température de l'eau, la quantité de chaleur rayonnée sur la pile changeait avec chaque face des cubes, et par suite, les déviations de l'aiguille du rhéomètre étant différentes, il prenait les rapports des nombres de la table de graduation correspondante à ces déviations pour les rapports des pouvoirs émissifs. Voici des résultats qu'il a obtenus par cette méthode.

Noir de fumée	100
Carbonate de plomb	100
Colle de poisson	91
Encre de Chine	85
Gomme laque	72
Surface métallique	12

491. *Pouvoir absorbant.* Quant à la faculté absorbante des corps, on a reconnu par l'expérience qu'elle varie dans le même sens que le pouvoir émissif. En effet, lorsqu'on expose au rayonnement d'un corps chaud, constamment à la même température, un

thermomètre isolé, placé au foyer d'un miroir, et dont on recouvre la boule successivement de diverses substances, on observe que l'instrument indique des degrés différents de chaleur; et, en disposant ces substances par ordre de faculté absorbante, on trouve que la série est la même que celle où elles sont placées par ordre de faculté émissive.

Cette méthode, due à Leslie, ne pourrait pas conduire à la détermination des rapports des pouvoirs absorbants : car la surface de la boule changeant de nature, les indications de l'instrument ne sont plus proportionnelles aux quantités de chaleur absorbée. En effet, lorsque l'équilibre de température est établi, la quantité de chaleur absorbée par le corps est égale à celle qu'il perd par le refroidissement : or, la première est proportionnelle à la faculté absorbante a, et peut être représentée par ia; la seconde se compose de la perte due au rayonnement et au contact de l'air, et toutes deux sont sensiblement proportionnelles à la différence de température, quand elle est très-petite. Mais le refroidissement dû au contact de l'air est indépendant de la nature et de l'état de la surface du corps [530], et les pouvoirs émissifs varient avec les pouvoirs absorbants et dans le même sens. Alors la perte de chaleur pourra être représentée par $t\,(k'a+k'')$, k' et k'' étant des coefficients dont le dernier seul est constant, et t la température indiquée par le thermomètre différentiel; et on aura $ia = t\,(k'a+k'')$; d'où $t = ia : (k'a+k'')$. Ainsi, la température du thermomètre différentiel augmente avec le pouvoir absorbant de la substance dont on a recouvert la boule focale, mais dans un rapport plus petit. Le rapport ne serait évidemment le même qu'autant qu'on aurait $k' = o$, ce qui ne peut jamais être réalisé.

492. Quand il s'agit de corps assez polis pour qu'on puisse regarder comme nulle, ou du moins comme extrêmement faible, la diffusion de la chaleur à leur surface, on peut déduire les pouvoirs absorbants des pouvoirs réflecteurs; car dans ce cas ils sont complémentaires. Ainsi, en représentant par 1 l'intensité du rayon incident mesuré par l'effet direct a des rayons de chaleur sur la boule focale F du thermoscope (fig. 328 et 328 A), et par r, r', r'', etc., les quotients qu'on obtient en divisant par a les indications du thermoscope correspondantes aux rayons réfléchis par les substances étudiées, les pouvoirs absorbants se trouveront représentés par $1-r$, $1-r'$, $1-r''$, etc.

493. Si l'on place devant l'orifice o (fig. 327) des lames de cuivre

très-minces, recouvertes de noir de fumée du côté de la pile et sur la face opposée, en regard du foyer de chaleur, de différentes substances, les plaques s'échaufferont, rayonneront sur la pile, et la déviation, croissante dans les premiers instants, deviendra bientôt stationnaire. Ces déviations ne mesurent pas les pouvoirs absorbants des faces des disques qui reçoivent le rayonnement, parce que les températures que prennent les disques résultent non-seulement des pouvoirs absorbants des surfaces exposées au rayonnement, mais du refroidissement dû au rayonnement des deux surfaces et au contact de l'air, mais les résultats obtenus par M. Melloni, et qui sont consignés dans le tableau suivant, conduisent à une conséquence très-importante.

SUBSTANCES.	LAMPE.	PLATINE incandescent.	CUIVRE à 400°.	CUBE à 100°.	LAMPE et ÉCRAN de verre.
Noir de fumée.....	100	100	100	100	100
Carbonate de plomb.	58	56	89	100	24
Colle de poisson.....	52	54	64	91	45
Encre de Chine....	96	95	87	85	100
Gomme laque.....	48	47	70	72	30
Surface métallique..	14	13,5	13	13	17

Il résulte de ce tableau que les pouvoirs absorbants ne conservent pas entre eux les mêmes rapports, quand les sources de chaleur sont différentes : car s'ils en étaient indépendants, les expériences ayant été faites dans les mêmes circonstances, on aurait dû obtenir des résultats identiques, quoique les indications du rhéomètre ne soient pas proportionnelles aux facultés absorbantes. Ces variations ne proviennent pas d'une différence dans les intensités des rayons reçus par les plaques, attendu que les distances des sources à la pile avaient été déterminées de manière que les rayons qui tombaient directement sur celle-ci eussent toujours la même intensité; et cela avait lieu évidemment de même quand ils étaient interceptés par les lames. D'ailleurs, M. Melloni a fait voir que les rapports des pouvoirs absorbants ne changeaient pas lorsque les

rayons émanaient de la même source et différaient d'intensité, en plaçant successivement cette source à des distances variables des plaques. Ces résultats ont été confirmés par une nouvelle série d'expériences faites dans des circonstances qui ne peuvent laisser aucun doute. En recouvrant une des faces de la pile de noir de fumée et l'autre de carbonate de plomb, et exposant successivement chaque face à la même source de chaleur dans les mêmes circonstances, le rapport des pouvoirs absorbants a été successivement 80/100, 54/100, 43/100, 84/100, 80/100, suivant que la chaleur de la lampe arrivait librement ou à travers une lame de verre incolore, une plaque d'alun, une plaque de verre noir, ou une plaque de sel gemme. Au reste, cette variation des pouvoirs absorbants s'accorde très-bien avec ce que nous avons dit précédemment relativement à la transmission de la chaleur à travers les corps diathermanes : ces derniers n'absorbant que certains rayons de chaleur, il doit paraître tout naturel qu'il en soit de même des corps athermanes.

Parmi les expériences nombreuses propres à montrer que les pouvoirs absorbants changent avec la nature des flux calorifiques, nous citerons en détail les deux suivantes dues à M. Melloni, et dont la seconde l'a conduit à l'explication vainement cherchée d'un phénomène naturel intéressant.

Les bases de la pile thermo-électrique ayant été nettoyées de leur noir de fumée, il les blanchit à la céruse, et plaça l'instrument ainsi modifié devant une lampe dont les rayons étaient rassemblés et rendus parallèles au moyen d'une lentille de sel gemme; le rhéomètre marqua 15°; un morceau de papier gris assez épais, interposé entre la lentille et la pile, fit dévier l'aiguille jusqu'à 35°. Le résultat était encore le même avec une source de chaleur obscure, ou quand la chaleur de la lampe tombait d'abord sur une lame mince de verre noir avant d'arriver au papier gris. Ainsi voilà un corps chauffé par un flux de chaleur qui produit un effet plus que double de celui du rayonnement direct.

La pile, dans son état ordinaire, est placée entre la flamme d'une lampe et une plaque de cuivre chauffée à 400°, et l'on fait mouvoir ces deux sources de chaleur jusqu'à ce que l'aiguille du rhéomètre marque zéro; puis la pile enlevée, on lui substitue, exactement dans la même position, un tuyau de même nature et de mêmes dimensions, noirci intérieurement comme le cylindre enveloppe de la pile, et divisé par un diaphragme en deux compartiments égaux

dont chacun a reçu des parties égales de neige occupant précisément le même espace en longueur que la pile dans son cylindre : les écrans étant enlevés, les deux portions de neige reçoivent de chaque côté des flux de chaleur de même intensité, mais de nature très-différente; or, si on observe le temps qu'elles mettent à se fondre, on trouve qu'il est deux fois moindre pour la neige qui est du côté de la source de chaleur obscure.

On avait remarqué souvent, et depuis bien longtemps probablement, que la neige se fond plus promptement qu'ailleurs autour des arbres, partout où il y a des feuilles sèches, des débris de plantes, qu'elle fond plus vite à l'ombre de ces corps que là où elle est exposée aux rayons directs du soleil. Ces faits maintenant nous paraissent faciles à comprendre : c'est que la neige absorbe plus abondamment les rayons de chaleur obscure que lui envoient les arbres, les débris de plantes, que ceux qui accompagnent la lumière solaire; de plus, les corps de petites dimensions étant ceux qui cèdent le plus facilement et le plus promptement leur chaleur, cela nous explique pourquoi la neige fond plus vite à leur contact.

Le noir de fumée bien velouté absorbe dans la même proportion toute espèce de chaleur; c'est la seule substance connue qui jouisse de cette propriété, la seule, par conséquent, que l'on doive employer pour recouvrir les instruments destinés à absorber la chaleur dans les expériences faites avec le calorique rayonnant, toutes les fois que celui-ci provient de sources lumineuses et, par conséquent, n'est pas homogène.

494. *Rapport des pouvoirs émissifs et absorbants.* L'expérience suivante démontre que, dans le cas d'équilibre, les pouvoirs émissifs et absorbants varient dans le même rapport. Soient ABCD (fig. 332 A) un thermomètre différentiel, dont les deux boules sont remplacées par de petits cylindres en fer-blanc, dont les faces en regard sont l'une vernie, l'autre nue; au milieu est un autre cylindre creux, mobile autour d'un axe vertical, dont les bases sont verticales, et une seule couverte de vernis. On remplit ce cylindre d'eau bouillante, et on le place de manière que la base brillante regarde la base vernie d'un des cylindres du thermomètre différentiel. Cet instrument reste stationnaire, et il en résulte nécessairement que les pouvoirs émissifs et absorbants varient dans le même rapport. En effet, soit m la quantité de chaleur que la source émettrait par une surface douée d'un pouvoir émissif absolu, e et e' les pouvoirs émissifs des

faces v et n, a et a' les pouvoirs absorbants des faces v' et n'. La quantité de chaleur envoyée par v est me; il en tombe sur n' une fraction kme, et n' en absorbe $kmea'$; la surface v' absorbe de même $kme'a$: ainsi on a $ea' = e'a$, d'où $a : a' :: e : e'$.

495. Pour constater que ces pouvoirs sont égaux, on prend une enceinte vide, noircie intérieurement et renfermant un thermomètre; on maintient l'enceinte à une température constante en la plaçant dans l'eau, et on observe la variation du thermomètre pendant le même temps, lorsque l'enceinte et le thermomètre ont successivement le même excès de température. On trouve alors, si la différence de température n'est que d'un petit nombre de degrés, que les variations de température pendant le même temps sont les mêmes, ce qui ne peut exister qu'autant que le pouvoir absorbant est égal au pouvoir émissif : car, dans le réchauffement et le refroidissement, les quantités de chaleur gagnées ou perdues à chaque instant sont sensiblement proportionnelles aux différences de température du corps et de l'enceinte, et aux facultés absorbantes ou émissives. Ces expériences doivent être faites dans le vide, afin que la vitesse du réchauffement ou du refroidissement soit très-petite; elles exigent que les différences de température soient peu considérables, attendu que, quand cette différence est très-grande, la variation de température dépend des températures absolues du corps et de l'enceinte, et non pas seulement de leurs différences, comme nous le verrons en parlant des lois du refroidissement; et même quand la différence est d'un petit nombre de degrés, il ne faut encore observer qu'une petite variation.

Nous ajouterons que M. Melloni ayant obtenu les mêmes chiffres pour les pouvoirs absorbants et émissifs des corps sur lesqnels il a opéré à la température de 100° [490, 493], il est très-probable que, dans les mêmes circonstances, les pouvoirs émissifs et absorbants sont égaux, c'est-à-dire que si des faisceaux de chaleur de même nature et de même intensité se présentaient à la surface d'un corps pour entrer et pour en sortir, la même fraction des faisceaux la traverserait.

496. Voici comment, d'après Fourrier, on peut expliquer l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants dans le cas de l'équilibre de température. Soit MN (fig. 333) un corps dont la température est invariable : nous verrons [499] que cette permanence subsiste, quoique le corps reçoive et émette continuellement de la chaleur, mais alors les rayons absorbés et émis ont même intensité. Soit RA un rayon incident dont l'intensité est I; une certaine portion aI de ce rayon

sera absorbée, et l'autre I $(1-a)$ sera réfléchie suivant AS sous un angle égal ou différent de celui d'incidence; mais puisque la température reste constante, il faut que le rayon AS ait une intensité égale à I. Il faudra donc qu'à la quantité $I-aI$, réfléchie régulièrement ou irrégulièrement suivant cette direction, se joigne une quantité aI provenant du rayonnement. Or, le corps étant à la même température que ceux qui l'environnent, les rayons qui partent de l'intérieur du corps et qui se dirigent vers la surface ont une intensité I; par conséquent, si la surface n'exerçait aucune action sur eux, la température du corps baisserait. Il faut donc que ces rayons éprouvent, quand ils se présentent pour sortir, une action semblable à celle que cette même surface exerce sur les rayons qui viennent de l'extérieur : car ce n'est que dans ce cas que les rayons incidents et émis auront même intensité. En effet, si nous considérons le rayon TA, dont l'intensité est I, une partie aI sortira suivant AS, et une partie $I-aI$ se réfléchira suivant AU : ainsi, dans toutes les directions, les rayons conserveront la même intensité. On est donc conduit à regarder la surface des corps comme agissant de la même manière sur les rayons qui tendent à entrer et à sortir et, par conséquent, à admettre que les pouvoirs rayonnants et absorbants sont égaux, du moins dans le cas de l'équilibre de température. Si l'égalité des pouvoirs absorbants et émissifs subsistait dans toutes les circonstances, en désignant par I et I' les intensités des rayons extérieurs et intérieurs, la quantité de chaleur absorbée dans chaque direction serait aI, et la différence entre l'absorption et l'émission serait $a\,(I-I')$; quantité nulle quand $I=I'$, positive quand I est plus grand que I', et négative quand I' est plus grand que I.

497. Cette explication suppose que la surface des corps agisse de la même manière sur les rayons qui tendent à entrer et à sortir, et rien ne justifie cette supposition; d'ailleurs, nous avons vu que pour certains corps, les molécules situées à une distance finie de leur surface participent à l'émission, et tout porte à croire qu'il n'en est pas ainsi de la réflexion. Mais on peut rendre compte de l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants dans le cas de l'équilibre, à l'aide d'une supposition qui me paraît très-probable. Quelle que soit la nature de la chaleur, qu'elle consiste en une émanation réelle ou en un mouvement vibratoire imprimé à l'éther, l'émission résulte de l'action d'une force appliquée à la surface et agissant dans la direction du rayon et de dedans en dehors; en second lieu, quand un rayon

est réfléchi, par cela qu'il y a mouvement dans ce rayon, il doit se produire contre la surface une réaction égale et opposée. Cela admis, supposons qu'un rayon d'une intensité I tende à sortir dans la direction d'un rayon réfléchi régulièrement ou non, dont l'intensité soit aI, et désignons par F la force qui produit l'émission absolue, et par f la pression en sens contraire provenant du rayon réfléchi; la force réelle qui produira l'émission effective sera $F - f$, et l'intensité du rayon qui sortira sera $I - a$I, qui, ajouté au rayon réfléchi aI, donnera une somme égale à I. Dans cette hypothèse, en représentant par E l'intensité des rayons émergents s'ils ne rencontraient point d'obstacles, et par R l'intensité totale des rayons réfléchis dans toutes les directions, l'absorption serait représentée par $I - R$ et l'émission par $E - R$; alors le pouvoir absorbant serait $I - R : I$, et le pouvoir émissif $E - R : E$, et si on admettait que R fût toujours une fraction constante n de I, les facultés absorbantes et émissives seront représentées par les fractions $1 - n : 1$, et $E - nI : E$, qui ne seraient rigoureusement égales que quand $I = E$, ou quand $n = o$, mais qui approcheraient d'autant plus de l'égalité que n serait plus petit.

498. D'après ce que nous venons de dire, l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants existe dans le cas d'équilibre de température. Mais il n'est pas probable que l'égalité dont il s'agit subsiste dans l'échauffement ou le refroidissement des corps; car, les pouvoirs absorbants étant variables avec la nature des sources de chaleur, on ne peut pas comprendre comment le pouvoir émissif pourrait instantanément éprouver des variations identiques à celles que les variations de la source font éprouver au pouvoir absorbant. Et certainement, d'après les nombreuses expériences de M. Melloni, on ne peut pas douter, par exemple, qu'entre la nature de la chaleur d'une lampe et celle qui sort d'un corps échauffé par la lampe, il n'y ait une grande différence. Cependant les lois du refroidissement découvertes par Petit et Dulong, par des expériences d'une admirable précision, semblent démontrer que les pouvoirs émissifs et absorbants sont toujours égaux. Ces faits paraissent difficiles à concilier; peut-être, dans les expériences du refroidissement, qui ont toujours été faites à des températures inférieures à celles où les corps sont lumineux, les sources de chaleur qui échangeaient constamment des rayons étaient trop peu différentes pour produire des différences sensibles dans les pouvoirs émissifs et absorbants. Cependant, dans les cas mêmes de rayons homogènes, si l'hypothèse que

nous avons émise précédemment est fondée, les pouvoirs émissifs et absorbants ne seraient jamais égaux que dans le cas de l'équilibre, ou quand le pouvoir réflecteur est nul.

Quoi qu'il en soit, il est important de remarquer que l'égalité de pouvoirs émissifs et absorbants, bien constatée pour le cas de l'équilibre, conduit nécessairement à admettre que, dans cette circonstance, les corps, quelles que soient leur action sur la chaleur, se comportent de la même manière, et tout se passe comme si leurs pouvoirs réflecteurs étaient nuls ou absolus.

499. *Équilibre mobile de température.* Si on place au foyer F′ du miroir M′N′ (fig. 323) un corps plus chaud que le thermomètre placé au foyer de l'autre miroir, le thermomètre monte, et même rapidement, quoique les miroirs soient à une grande distance; mais si le corps placé au foyer F′ est à une basse température, si c'est, par exemple, une masse de glace, ou un mélange frigorifique renfermé dans un vase de verre mince, le thermomètre baisse. Cette épreuve avait été faite par les académiciens de Florence; mais, ne pouvant concevoir que le froid pût se réfléchir, ils regardèrent ce résultat comme étant une erreur d'expérience. Ce dernier phénomène ne peut être expliqué qu'en admettant que le corps froid et le thermomètre rayonnent tous deux à la fois, et s'envoient des quantités de chaleur d'autant plus grandes qu'ils sont à une plus haute température; alors celui qui est le plus froid, recevant plus qu'il ne donne, s'échauffe; et l'autre, donnant plus qu'il ne reçoit, se refroidit. Si on recouvre de noir de fumée le matras renfermant le mélange frigorifique, on augmente son pouvoir émissif, et il semble que le thermomètre devrait monter; mais il n'en est pas ainsi, parce que, la faculté réfléchissante du vase étant anéantie, les rayons qui arrivaient sur le thermomètre après avoir été réfléchis sur le vase sont absorbés. Nous devons conclure de ces expériences que tous les corps, quelle que soit leur température, rayonnent continuellement de la chaleur, en reçoivent constamment des corps environnants, et que le refroidissement, l'échauffement et la permanence de température proviennent uniquement de ce que l'émission est plus grande ou plus petite que l'absorption, ou égale à l'absorption.

On a aussi reconnu par expérience que quand une enceinte est maintenue à une température constante, tous les corps qui s'y trouvent, quelles que soient leurs positions, leur nature, l'état de leur surface et leurs températures primitives, prennent, après un

temps plus ou moins long, la température de l'enceinte et la conservent indéfiniment.

500. L'échauffement et le refroidissement des corps se conçoivent facilement; mais il n'en est pas ainsi de la permanence de température entre un grand nombre de corps dont les pouvoirs absorbants, émissifs, réflecteurs, et les positions peuvent avoir de très-grandes différences.

D'après ce qui précède, il est cependant très-facile de s'en rendre compte : en effet, nous avons vu [498] que, quand la température d'un corps reste permanente, tout se passe comme si le corps avait un pouvoir émissif absolu et un pouvoir réflecteur nul, c'est-à-dire comme s'il était recouvert d'une couche épaisse de noir de fumée. Alors chaque point de la surface des corps reçoit et émet continuellement des rayons de même intensité; et il est facile de reconnaître que chaque point de l'enceinte est constamment traversé par des faisceaux de chaleur de même intensité. Considérons une enceinte ABCD (fig. 334) dont les parois soient maintenues à une température constante, et par un point m situé d'une manière quelconque, menons un cône dont l'ouverture soit infiniment petite : il interceptera sur la surface de l'enceinte une petite surface pq, et renfermera tous les rayons que cette surface enverra au point m. Nous avons vu [487] que la quantité de chaleur rayonnée dans un cylindre par une section quelconque du cylindre est la même, quelle que soit l'inclinaison de cette section sur l'axe; il en serait de même pour un cône dont l'ouverture serait infiniment petite. Mais, dans le cône, la quantité de chaleur reçue au sommet serait non-seulement indépendante de l'inclinaison de la section, mais elle le serait également de leurs distances de la section au sommet, puisque, dans un cône quelconque, les sections parallèles sont en raison directe du carré de la distance au sommet, et que l'intensité de la chaleur varie suivant la loi inverse. Ainsi, si on décrit du point m, comme centre, une sphère avec un rayon quelconque, la quantité de chaleur rayonnée au point m par la surface pq sera égale à celle qui serait envoyée au même point par la surface xy, interceptée dans la sphère par le cône, en supposant que cette surface soit à la même température que l'enceinte. Si on conçoit une infinité de cônes analogues, s'appuyant sur tous les éléments de l'enceinte, la somme des intersections de ces cônes avec la sphère formera la totalité de la surface de la sphère; d'où il suit évidemment que la quantité totale de chaleur que l'enceinte rayonne sur le point m est

égale à celle que le point *m* recevrait d'une enceinte sphérique d'un rayon quelconque, dont ce point occuperait le centre, et qui serait à la température de l'enceinte. Ce résultat étant indépendant de la position du point *m*, il s'ensuit que par un point quelconque de l'enceinte il passe toujours la même quantité de chaleur.

Cette démonstration suppose cependant que les rayons émanés des différents corps sont de même nature, mais on doit regarder comme probable que si d'abord il en était autrement, les échanges qui se font avec une si grande rapidité auraient bientôt rendu la chaleur homogène dans tous les corps. Elle est une nouvelle preuve du principe sur lequel elle repose, que quels que soient la nature et l'état des surfaces des corps, elles se comportent comme si leurs pouvoirs absorbants et émissifs étaient absolus, car aucune autre hypothèse ne pourrait rendre la permanence de l'équilibre indépendante de la nature et de la position des surfaces des corps.

Il est facile de déduire de ce qui précède que, quand dans une enceinte *abcd* (fig. 335), maintenue à une température constante, on place deux miroirs *mn* et *pq*, un thermomètre *t* à un des foyers, un corps A à l'autre, si le corps, le thermomètre et les miroirs sont à la température de l'enceinte, l'équilibre de température subsistera : car chaque miroir, par son rayonnement propre et sa réflexion, remplace exactement, et pour un point quelconque de l'enceinte, la portion de la surface de l'enceinte qu'il masque. Mais si la température du corps A était plus grande ou plus petite que celle de l'enceinte, le thermomètre monterait ou descendrait évidemment.

501. De l'ensemble des résultats d'expériences que nous avons cités ou qui ont été faites sur le calorique rayonnant, on peut, en résumé, tirer les conséquences suivantes :

1°. Le calorique et la lumière sont deux agents distincts : les flux de lumière et de chaleur s'accompagnent sans jamais confondre leurs propriétés ni se transformer l'un dans l'autre. Il n'y a donc réellement pas de *chaleur lumineuse* ni de *lumière chaude*, et quand nous employons ces associations de mots, c'est pour exprimer brièvement qu'il s'agit d'un mélange de rayons de chaleur et de lumière.

2°. Le soleil ainsi que les sources terrestres de lumière et de chaleur émettent à la fois des rayons de chaleur d'une infinité d'espèces ou de qualités sur lesquels les substances diathermanes exercent toutes, à l'exception du sel gemme, une absorption élective plus ou moins énergique. A la rencontre de presque tous les corps,

ils éprouvent une réflexion, une diffusion, et une absorption électives qui changent la nature du faisceau incident.

3°. Les flux de chaleur des sources lumineuses subissent, par le fait de l'absorption, un changement de nature, car ils sortent des corps à l'état homogène.

4°. Les rayons qui émanent des corps non lumineux et qui sont homogènes, comme nous venons de le dire, ont des qualités variables avec la température des corps et avec leur nature quand ils sont diathermanes. Pour les corps athermanes, à la même température, les flux de chaleur sont identiques, à l'intensité près. Dans le cas contraire, ils possèdent des propriétés très-distinctes, ainsi que le montrent la diffusion et l'absorption différentes qu'ils éprouvent à la surface et dans l'intérieur des corps.

5°. On ne peut s'empêcher d'établir entre la chaleur et la lumière une foule de rapprochements sur lesquels nous reviendrons avec détail quand nous aurons fait l'étude de cette dernière. Il sera suffisant ici d'indiquer les plus élémentaires et les dénominations qui ont été proposées par M. Melloni, principalement pour les peindre en quelque sorte à l'esprit.

La coloration des corps s'explique en reconnaissant l'existence d'une infinité d'espèces de lumières; de même, pour faire concevoir les phénomènes dont il est question, nous admettons un grand nombre de rayons de chaleur de qualités différentes. Le mot *diathermanéité* s'applique à la propriété des corps de transmettre une certaine partie aliquote du rayon incident; l'expression *diathermansie* à celle de ne livrer passage qu'à certains rayons : elle répond à celle de *couleur*, employée pour la lumière; récemment M. Melloni a proposé, dans une nomenclature nouvelle, de remplacer ce dernier mot par celui plus significatif de *thermochrose*, qui veut dire *coloration de la chaleur*, et il en a dérivé les adjectifs *thermochroïques*, *athermochroïques*, applicables aux corps diathermanes qui se comportent par rapport à la chaleur, comme le font les corps diaphanes colorés et les incolores à l'égard de la lumière; *leucothermiques*, pour les corps qui diffusent la chaleur incidente sans en changer la composition, quelle que soit sa nature, comme cela arrive avec les corps plus ou moins blancs et la lumière; *mélanothermiques*, pour ceux qui absorbent la presque totalité de la chaleur incidente de toute nature, et agissent ainsi à la manière des corps noirs sur la lumière.

L'air atmosphérique, les gaz et le sel gemme, qui, dans les

limites de nos expériences, transmettent, sans altérer leur composition, toutes sortes de radiations calorifiques, sont des milieux *athermochroïques*, et jusqu'à présent les seuls connus.

Le verre, l'eau et les autres liquides incolores, le cristal de roche, le gypse, etc., perméables seulement à certaines espèces de chaleur, sont *thermochroïques*.

Le papier blanc, la neige, la craie, la céruse, etc., qui, malgré leur blancheur à la lumière, ne dispersent pas avec la même énergie les flux de chaleur d'origine différente, et en absorbent même certaines sortes, devraient, à la rigueur, être nommés *athermanes-thermochroïques;* mais on supprime sans inconvénient le mot *athermane*, de même que celui de *coloré* appliqué seul, entraîne le plus souvent l'idée d'opacité.

Les métaux, quel que soit leur état mécanique, et plus particulièrement l'or et l'argent mats, ont la blancheur calorifique, et forment la catégorie des *athermanes leucothermiques*, ou simplement des *leucothermiques*.

Le noir de fumée est *mélanothermique*.

Les flux de chaleur rayonnante ont une diathermansie ou thermochrose simple ou composée, suivant qu'ils sont homogènes ou hétérogènes; ceux qui émanent d'une même source lumineuse et ont passé à travers des milieux diathermanes différents, ont tous des diathermansies ou thermochroses différentes.

Il n'existe pas de sources terrestres de chaleur *athermochroïque*, c'est-à-dire qui émette des rayons de chaleur de toutes les diathermansies, de même qu'aucun corps terrestre lumineux ne contient dans sa lumière tous les éléments de celle du soleil, comme nous le prouverons plus tard.

On vient de voir que toutes les propriétés du calorique rayonnant ont leurs analogues parmi celles de la lumière. Nous ajouterons que, comme elle, le calorique est susceptible de réfraction et de polarisation; mais nous n'en parlerons qu'à la fin de l'optique.

§ 2. *Propagation lente de la chaleur à travers les corps.*

502. *Propagation de la chaleur à travers les corps solides.* Nous avons vu [477] qu'il existe des corps solides et liquides que le calorique rayonnant traverse comme l'air; mais, dans ces corps et dans tous les autres, la chaleur se propage aussi de proche en proche en décroissant d'intensité. On admet que cette propagation est due à un rayonnement de molécule à molécule.

503. Pour comprendre ce mode de propagation, considérons un corps homogène terminé par deux plans indéfinis MN et PQ (fig. 336), et supposons que la face inférieure soit maintenue à une température constante a, et le plan supérieur à la température constante b. Quelle que soit la température primitive des différentes parties du corps, il arrivera nécessairement une époque à laquelle la température de chaque point deviendra constante. Lorsque le corps aura atteint cet état final, il est évident que la température de chaque tranche parallèle aux faces du corps sera constante; mais la température variera d'une tranche à la suivante, selon une loi qu'il s'agit de déterminer. Pour cela, remarquons que, dans l'état fixe que nous considérons, à chaque instant il doit passer la même quantité de chaleur à travers chaque tranche : ainsi, en admettant que la chaleur se propage d'une tranche à la suivante proportionnellement à la différence des températures de ces deux tranches, il s'ensuit que l'excès de la température de chaque tranche sur celle de la suivante doit être constante. Par conséquent, si on représente par AB la température de la surface inférieure, et par CD celle de la surface supérieure, et si on mène les lignes AC et BD, la température d'une tranche intermédiaire XY sera représentée par EF : car il est facile de voir que les températures ainsi déterminées satisfont à la loi énoncée plus haut.

En désignant par e l'épaisseur du corps, par z la distance d'une tranche à la surface inférieure, par t sa température, par a la température de la surface inférieure, et par b celle de la surface supérieure, en menant EG parallèlement à BD, on a évidemment

$$t = a - \mathrm{AG} = a - \mathrm{AH}\frac{z}{e} = a - \frac{(a-b)z}{e},$$

et en désignant par t' la température d'une tranche plus voisine de MN que la première de la quantité E, on aura évidemment

$$t' = a - \frac{(a-b)}{e}(z - \mathrm{E}).$$

Or, la quantité de chaleur qui traverse le corps est proportionnelle à la différence de température de deux tranches consécutives, et cette différence est

$$t' - t = \frac{a-b}{e}\mathrm{E}.$$

Pour un autre corps de même nature, d'une épaisseur e', et dont les températures des deux faces extrêmes seraient a' et b', on aurait de même

$$t'_{,} - t_{,} = \frac{a'-b'}{e'}\mathrm{E}.$$

Par conséquent, les quantités de chaleur qui traverseraient les deux corps seraient entre elles

$$:: \frac{a-b}{e} : \frac{a'-b'}{e'}.$$

Si, pour le second corps, on suppose $a'=1$, $b'=0$, $e'=1$, et qu'on désigne par k la quantité de chaleur qui passe à travers le corps dans l'unité de temps sur une étendue de 1^m carré, et par F celle qui traverse la même étendue du premier corps dans le même temps, on aura

$$F = k\left(\frac{a-b}{e}\right).$$

Cette dernière équation donne le moyen de déterminer la quantité de chaleur qui passe à travers un mètre carré d'un corps terminé par deux plans parallèles, dont les faces sont maintenues à des températures constantes, lorsqu'on connaîtra la quantité k.

Ainsi, la quantité de chaleur qui traverse une plaque dont les deux surfaces sont maintenues à des températures constantes, est proportionnelle à la conductibilité de la matière, à la différence de température des deux faces et en raison inverse de l'épaisseur.

504. La conductibilité des corps solides est très-variable. Tout le monde sait en effet que l'on peut tenir impunément un tube de verre à une très-petite distance du point où il est en fusion; tandis que, si une barre de fer est échauffée au rouge à une de ses extrémités, ce n'est qu'à une très-grande distance de cette extrémité que la main en pourra supporter la température.

505. On peut rendre l'inégalité de faculté conductrice des corps sensible à l'œil par l'expérience suivante, qui est due à Inghenhouse. Une caisse rectangulaire en fer-blanc MN (fig. 337) est garnie latéralement d'un grand nombre de tubulures, dans lesquelles on a mastiqué des cylindres égaux a, b, c, d, e, f, g, h, i, de différentes substances; on les plonge tous à la fois dans la cire fondue, et on les retire promptement. La couche mince de cire qui les recouvre se fige par le refroidissement. Lorsqu'elle est solidifiée sur tous, on remplit le vase MN d'huile bouillante; la chaleur se propage dans les cylindres, et l'on juge par la rapidité de la fusion de la cire sur chacun d'eux de la rapidité avec laquelle ils propagent la chaleur. D'après les expériences d'Inghenhouse, l'argent et l'or sont les métaux les meilleurs conducteurs; après viennent le cuivre, l'étain et le platine, à peu près au même degré; ensuite le fer, l'acier et le plomb; le verre, la porcelaine et les poteries sont inférieurs aux métaux; le charbon et les bois secs conduisent plus mal encore.

506. Ce procédé permet d'apprécier l'inégalité des pouvoirs conducteurs des différents corps, mais ne peut pas en donner une mesure exacte. Pour déterminer les conductibilités relatives des corps solides, M. Despretz a employé un procédé déjà connu et qui a quelque analogie avec celui d'Inghenhouse.

Une barre prismatique droite AB (fig. 338) est soumise par son extrémité A à un foyer constant de chaleur; sur sa longueur se trouvent de petites cuvettes creusées dans son épaisseur, également distantes, remplies de mercure, et dont chacune reçoit la boule d'un thermomètre. La température de la barre va d'abord en s'élevant dans tous les points; mais il arrive bientôt un instant où, en chacun d'eux, elle devient stationnaire. Alors, la quantité de chaleur perdue par le rayonnement et par le contact de l'air, à partir d'une section verticale quelconque, est égale à la quantité de chaleur transmise par cette tranche. Lorsque la barre est assez mince pour que l'on puisse considérer tous les points d'une même tranche comme ayant des températures égales, et qu'elle est suffisamment longue pour que l'influence du foyer ne se manifeste pas à son extrémité, on démontre que, si l'on prend des points A', A'', A''', également espacés entre eux, de sorte que leurs distances au foyer soient en progression arithmétique, les températures de ces points décroissent en progression géométrique, et la raison de cette progression dépend de la conductibilité propre de la substance et de celle de sa surface. Ainsi, en opérant sur des barres dont les pouvoirs rayonnants ont été rendus égaux par des couches de vernis [487], la raison de la progression géométrique des températures des thermomètres ne dépendra plus que de la conductibilité de la substance de la barre, d'où on pourra facilement la déduire.

En effet, en résolvant d'une manière générale le problème dont nous venons de poser les conditions, Fourrier a trouvé l'équation

$$[1] \quad y = Ae^{-x\sqrt{\frac{ph}{sk}}} + Be^{x\sqrt{\frac{ph}{sk}}},$$

dans laquelle x est la distance d'une tranche quelconque au foyer de chaleur; y l'excès de la température de cette tranche sur celle du milieu ambiant supposée constante; p le périmètre de la tranche; s sa surface; h son coefficient de conductibilité extérieure; k celui de conductibilité intérieure; e la base des logarithmes népériens; A et B des constantes arbitraires.

Si, comme nous l'avons dit, la barre est assez longue pour que la source de chaleur ne fasse pas sentir son action à l'extrémité opposée, pour $x = \infty$,

y devra être sensiblement nul, ce qui ne peut avoir lieu qu'autant que B soit zéro; alors la formule se réduit à

$$[2] \quad y = \mathrm{A}e^{-x\sqrt{\frac{ph}{ks}}},$$

où A représente la température du foyer, car pour $x = o$, $y = \mathrm{A}$.

Cette équation fait connaître la loi très-simple que suivent les températures stationnaires des tranches successives quand l'équilibre est établi. Si, en effet, posant pour abréger

$$\sqrt{\frac{ph}{sk}} = n,$$

nous donnons à x les valeurs d, $2d$, $3d$, $4d$, $5d$,.... et nommons y_1, y_2, y_3, y_4, y_5... les valeurs correspondantes de y, où nous trouvons qu'elles satisfont aux deux relations,

$$\frac{y_1}{y_2} = \frac{y_2}{y_3} = \frac{y_3}{y_4} = \frac{y_4}{y_5} = \ldots = e^{nd} = \mathrm{M};$$

$$\frac{y_1 + y_3}{y_2} = \frac{y_2 + y_4}{y_3} = \frac{y_3 + y_5}{y_4} = \ldots = e^{nd} + e^{-nd} = m,$$

où M et m sont deux constantes.

La première de ces deux relations fait voir que les distances à la source de chaleur, croissant en progression arithmétique, les excès de température décroissent en progression géométrique, et que la raison de la première étant d, celle de la seconde est e^{nd}.

La seconde série d'équations exprime que si on considère trois excès consécutifs, la somme des deux extrêmes, divisée par l'excès intermédiaire, donne un quotient constant.

Ces deux conséquences ont été étudiées expérimentalement par M. Despretz sur des barres de différents métaux et quelques-unes non métalliques, toutes de mêmes dimensions, vernies et chauffées de la même manière. La vérification des résultats du calcul a parfaitement réussi pour les métaux bons conducteurs de la chaleur, tels que l'or, le platine, l'argent, le cuivre; avec le fer, le zinc, le plomb, l'étain, les écarts sont assez notables; et pour le marbre, la porcelaine et la terre de brique, ils sont tout à fait en dehors des lois énoncées. Cela s'explique aisément : rappelons que les formules primitives ont été établies en supposant les barres homogènes et de très-petite épaisseur, et la loi de Newton applicable au refroidissement des différentes tranches par leur surface; or les deux premières conditions ne peuvent point être exactement remplies, et quant à la troisième, il faut dire que, dans les expérience de M. Despretz, les excès de température marqués par le thermomètre atteignaient 40° et même 50° dans le voisinage de la source, ce qui est trop pour que la loi de Newton ne soit pas en défaut; mais on comprend que ces causes de divergence sont atténuées quand on expérimente avec des métaux purs et bien travaillés, qu'on a soin de rapprocher les thermomètres et de ne prendre que les indications de ceux qui sont un peu éloignés du foyer de chaleur.

L'exactitude de la formule [2] étant démontrée par la vérification des conséquences qui en ont été tirées, on peut s'en servir pour évaluer soit le rapport des deux pouvoirs conducteurs h et k pour une même substance solide, soit celui des conductibilités k, k', k'', k''' des métaux.

Il suffit, en effet, de mettre dans la formule les valeurs de y, A et x, relatives à une seule observation, avec celles de p et s pour qu'on en puisse déduire le rapport $\frac{h}{k}$:

$$\frac{h}{k} = \frac{s}{p} \times \left[\frac{\log A - \log y}{x \log e}\right]^2;$$

et quant à celui de k à k' pour deux barres de métaux différents ayant toutes deux mêmes dimensions, même coefficient h de conductibilité extérieure, si on appelle d et d' les intervalles constants qui séparent les thermomètres, M et M' les valeurs des quotients $\frac{y_1}{y_2} = \frac{y_2}{y_3}\ldots$, on aura les deux équations

$$e^{nd} = M; \qquad e^{n'd'} = M';$$

ou

$$e^{d\sqrt{\frac{ph}{sk}}} = M; \quad e^{d'\sqrt{\frac{ph}{sk'}}} = M';$$

d'où l'on tire successivement

$$d\sqrt{\frac{ph}{sk}} \log e = \log M; \qquad d'\sqrt{\frac{ph}{sk'}} \log e = \log M',$$

et

$$\frac{k}{k'} = \frac{d'^2}{d^2}\left(\frac{\log M'}{\log M}\right)^2.$$

C'est ainsi que M. Despretz a trouvé les rapports suivants :

Faculté conductrice.

Or	1000
Platine	981
Argent	973,0
Cuivre	898,2
Fer	374,3
Zinc	363,0
Étain	303,9
Plomb	179,5
Marbre	23,6
Porcelaine	12,2
Terre des fourneaux	11,4

507. Les expériences de M. Despretz, que nous venons de rapporter, ont fait connaître le rapport des coefficients de conductibi-

lité des corps; il restait à trouver la valeur absolue de l'un d'eux : c'est ce que j'ai essayé de faire dans un mémoire inséré dans les *Annales de Chimie et de Physique*, t. II, p. 107.

L'appareil que j'ai employé d'abord était disposé de la manière suivante. Deux vases concentriques en fer-blanc, l'un de $0^m,15$, l'autre de $0^m,30$ de diamètre, étaient rétrécis par leur partie inférieure, de manière à n'avoir plus que $0^m,08$ et $0^m,12$ de diamètre; l'intervalle qui les séparait par le bas était fermé par un anneau de liége, et le vase intérieur était fermé par une plaque métallique circulaire de même diamètre, maintenue à distance du bord inférieur du vase par trois petites tiges soudées à sa circonférence et enfoncées dans le liége annulaire; du mastic de vitrier recouvrait l'intervalle, le contour de la plaque et la surface inférieure du liége. L'intervalle des deux cylindres était rempli de coton cardé; le vase inférieur renfermait de l'eau dont on pouvait mêler les différentes couches au moyen d'un agitateur muni d'un grand nombre d'ailes inclinées, et qui portait dans son axe un thermomètre fixe à long réservoir : ce vase était fermé à la partie supérieure par quatre plaques de verre superposées. Au-dessous de la plaque métallique se trouvaient deux vases concentriques, l'un de $0^m,08$, l'autre de $0^m,02$ de diamètre; ce dernier était terminé vers le haut par un entonnoir dont les bords n'atteignaient pas la circonférence du cylindre extérieur; le tube extérieur était maintenu à distance de la plaque métallique par une bande de taffetas ciré fortement ficelé autour du tube et de la plaque. Au moyen de cette disposition, en faisant arriver de la vapeur par le tube central, elle s'épanouissait uniformément dans l'entonnoir au-dessus de la plaque, et sortait par l'intervalle compris entre les bords de l'entonnoir et du tube enveloppant. Voici maintenant la marche qui a été suivie dans les observations. On faisait arriver un grand excès de vapeur par le tube central placé au-dessous de la plaque; on agitait régulièrement le liquide, et, quand sa température était à peu près de 25°, on comptait avec un chronomètre le temps du réchauffement de 5 en 5°. En admettant que les quantités de chaleur qui traversaient la plaque à chaque instant étaient proportionnelles aux différences de température des deux surfaces, l'accroissement de température que produirait pendant 1″ une différence de température de 1° serait donné par la formule

$$a = \frac{m}{t}(\log A - \log T),$$

dans laquelle m représente le module des tables de logarithme, A et T les excès de température de la vapeur sur celle du liquide au commencement et à la fin du temps t. Deux observations donnaient une valeur de a, et l'identité de ces valeurs déduites des différentes observations combinées deux à deux établissait l'exactitude de la loi supposée.

Des expériences analogues, faites avec des plaques de cuivre, de plomb, de zinc, d'étain, de fer et de fonte, ont donné les mêmes résultats. Mais en comparant les valeurs de a relatives à des plaques d'un même métal, de différentes épaisseurs, je fus très-étonné de les trouver sensiblement les mêmes, quoique, pour plusieurs métaux, les épaisseurs eussent varié de 1 à 20 millimètres; et je doutai de l'exactitude de la loi relative aux épaisseurs. Mais dans toutes ces expériences, j'avais reconnu une influence très-sensible de la vitesse de rotation de l'agitateur : la valeur de a augmentait ou diminuait notablement avec cette vitesse. En considérant, en outre, que la vapeur, en se condensant, devait couvrir la surface inférieure de la plaque d'une couche d'eau presque stagnante, il n'était pas douteux que, dans ces expériences, la surface de la plaque en contact avec la vapeur n'était pas à 100°, ni l'autre à la température indiquée par le thermomètre, et que la chaleur traversait réellement une lame métallique comprise entre deux lames d'eau, dont l'une était sensiblement immobile, et l'autre ne se renouvelait que lentement; alors, comme la conductibilité de l'eau est très-petite relativement à celle des métaux, l'influence de la conductibilité du métal disparaissait.

Pour vérifier cette conjecture, j'ai supprimé le chauffage à vapeur, j'ai rempli le vase d'eau à 0°, et j'ai plongé la plaque qui le fermait inférieurement de 1 à 2 millimètres dans un vase rempli d'eau à la température ordinaire; j'ai terminé l'agitateur intérieur par des bandes de crin qui, dans le mouvement, rasaient la surface de la plaque, et l'eau qui mouillait l'autre face était renouvelée au moyen d'un ruban de fil tendu de champ dans un cadre horizontal auquel on donnait un mouvement rapide de va et vient. Par cette disposition l'échauffement de l'eau était très-lent, et le liquide qui mouillait les surfaces de la plaque pouvait être renouvelé avec rapidité. En employant successivement des plaques de plomb ayant $0^m,001$, 0,0025, 0,006, 0,0095, 0,015 et $0^m,025$; les valeurs de a ont été 0,00060, 0,00054, 0,00049, 0,00047, 0,00037, 0,00025. On voit à l'inspection de ces chiffres que l'influence des épaisseurs

se manifeste d'une manière évidente. Des expériences faites avec d'autres métaux ont donné des résultats analogues. Je devais penser, d'après cela, qu'en augmentant la vitesse de renouvellement des liquides qui baignaient les faces des plaques, et en employant des plaques épaisses des métaux les moins conducteurs, on arriverait à des coefficients en raison inverse des épaisseurs. Je disposai pour cela un nouvel appareil dans lequel l'agitateur intérieur était mis en mouvement par un système d'engrenages, et l'agitateur extérieur consistait en une roue horizontale excentrique au vase, également mise en mouvement par un engrenage, et dont les rayons étaient formés par des tresses fortement tendues, qui, dans le mouvement de rotation, frottaient contre la surface extérieure de la plaque.

La fig. 951 représente une coupe verticale de ce dernier appareil, la fig. 952 une projection horizontale, et la fig. 953 une coupe à une plus grande échelle de la partie inférieure du vase. ABCD est un vase en fer-blanc fermé inférieurement par la plaque métallique EF, dont la fig. 953 indique le mode d'ajustement. Ce vase renferme un tube en cuivre qui porte des palettes placées à différentes hauteurs et à la partie inférieure des toiles de crin; il est guidé dans son mouvement par deux anneaux qui l'enveloppent et qui sont fixés dans leurs positions par les tiges IK et MN. Il est terminé supérieurement par une petite roue dentée. Le vase est fermé par un couvercle dont les bords sont mastiqués, et à travers lequel passe le tube qui porte les ailes destinées à agiter le liquide; ce couvercle porte un anneau O suspendu à 1 centimètre au-dessus du tuyau, où l'on place un bouchon percé, à travers lequel passe la tige du thermomètre dont le réservoir se trouve à peu près au milieu du vase, et qui reste fixe pendant le mouvement des agitateurs. A'B'C'D' est un second vase qui enveloppe le premier auquel il est fixé par trois tiges de verre YYY; il est rempli de coton cardé, et garni de trois pieds à vis M'M'M', qui se placent sur les supports N'N'N', soudés au vase inférieur PQ; le vase A'B'C'D' supporte une roue dentée à manivelle qui engrène dans le pignon du tube central. Enfin, le vase PQ renferme une roue horizontale RS dont les ailes en tresse frottent, dans leur mouvement, la surface inférieure de la plaque EF; cette roue est mise en mouvement par le pignon T, la roue dentée UV et la manivelle X, dont l'axe traverse la boîte à étoupes Z.

Au moyen de cet appareil, j'ai pu renouveler 1600 fois par minute le liquide en contact avec les faces de la plaque métallique. En

plaçant dans le vase fermé de l'eau à 25°, et dans le vase inférieur de l'eau à la température ordinaire, et en employant des plaques de plomb de $0^m,020$ et de $0^m,015$ d'épaisseur, dans les mêmes circonstances, les durées du même réchauffement du vase supérieur ont été de 500″ pour la première plaque, et de 380″ pour la deuxième; ce dernier chiffre ne diffère que de 5″ des trois quarts du premier. Ainsi on peut considérer la loi des épaisseurs comme vérifiée directement.

Dans ces expériences, la température moyenne du bain extérieur a été de 24°,04, et n'a différé des températures extrêmes que d'une petite fraction de degré, et les excès de température au commencement et à la fin des expériences étaient de 8°,91 et 9°,55. Alors le coefficient de transmission pour la plaque de $0^m,020$ d'épaisseur était 0,000294; le poids de l'eau renfermée dans le vase, augmenté de celui du vase multiplié par sa capacité calorifique, étant de $3^k,287$, la quantité de chaleur qui serait transmise à travers la plaque pour une différence de température de 1° serait égale à $0,000294 \times 3,287 = 0,000965$, et comme la plaque avait $0^m,005026$ de surface, la quantité d'unité de chaleur qui serait transmise dans les mêmes circonstances à travers un mètre carré serait 0,000966 : $0,005026 = 0,191$, et pour une plaque de $0^m,001$ d'épaisseur, elle serait $0,191 . 20 = 3,82$, l'unité de chaleur étant égale à celle qui élèverait la température de 1^k d'eau de 1°.

Alors, en admettant les rapports de conductibilité des métaux trouvés par M. Despretz, on obtient les nombres suivants pour les quantités de chaleur transmises en 1″ à travers des plaques de 1 mètre carré de surface, de 1 millimètre d'épaisseur, et dont les surfaces seraient maintenues à des températures constantes qui différeraient de 1°.

Or	21,28
Platine	20,95
Argent	20,71
Cuivre	19,11
Fer	7,95
Zinc	7,74
Plomb	3,82
Marbre	0,48
Porcelaine	0,24
Terre cuite	0,23

Dans le chauffage de l'eau au moyen de la vapeur par des plaques

ou des tuyaux de cuivre de 2 à 3 millimètres, les quantités de chaleur transmises dans les circonstances du tableau varient de 0,23 à 1,22 suivant que l'air est plus ou moins bien expulsé; ainsi on est bien loin d'utiliser toute la faculté conductrice du métal.

La détermination de la faculté conductrice des corps mauvais conducteurs présente beaucoup de difficultés. Je me suis occupé de cette question; mais comme les expériences ne sont point terminées, je me bornerai à exposer les principes sur lesquels elles sont fondées, et qui reposent sur les lois établies par Fourier.

Considérons un vase sphérique d'une matière homogène, dont la surface intérieure soit maintenue à une température constante, et placé dans une enceinte à une température également constante : soient R et R′ les rayons des sphères, T, T′ et T″ les températures intérieures et extérieures du vase et celle de l'enceinte, H la conductibilité de la surface du vase; K la conductibilité de la matière dont il est formé, et A la quantité de chaleur qui le traverse dans l'unité temps. Quand l'équilibre dynamique sera établi, la quantité de chaleur qui passera à chaque instant à travers chaque tranche comprise entre deux sphères concentriques ayant une épaisseur dr et une différence de température dt, sera égale à la quantité de chaleur qui sortira en même temps par la surface extérieure du vase, et on aura

$$4\pi R'^2 (T' - T'') H = K \frac{4\pi r^2 dt}{dr},$$

ou

$$R'^2 (T' - T'') H \frac{dr}{r^2} = K dt;$$

et en intégrant entre les limites R′, R, T, T′, il vient

$$R'^2 (T' - T'') H \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right) = K (T - T') \ldots (a);$$

et comme on a en même temps

$$A = 4\pi R'^2 (T' - T'') H \ldots (b);$$

en éliminant T′ entre les équations (a) et (b), on obtiendra la valeur de K en fonction de R, R′, T, T″, A et H. Les températures T et T″ peuvent être observées directement; A peut être déduit des vitesses du refroidissement du vase quand il est rempli d'eau et vide; enfin H peut s'obtenir en observant la vitesse du refroidissement d'un vase en métal mince dont la surface serait recouverte, de même que le vase à paroi épaisse, d'une feuille de papier ou d'une même couche de peinture.

508. M. Delarive, en opérant sur des prismes de bois par la méthode employée par M. Despretz, a reconnu que la conductibilité perpendiculairement aux fibres était beaucoup plus petite que dans le sens des fibres, et que l'ordre des bois rangés suivant leur conductibilité, parallèlement ou perpendiculairement aux fibres, était le suivant : *alizier, noyer, chêne, sapin, peuplier, liége.*

509. Les corps les plus mauvais conducteurs sont les substances composées de filaments très-fins qui ne se touchent que par très-peu de points, telles que le coton, la laine en flocons, le duvet, le son, la paille, etc.

510. En 1829, M. Trevelyan a découvert un phénomène fort remarquable qui se produit dans le contact de deux métaux à des températures différentes, et qui paraît dépendre de la conductibilité. Voici l'expérience telle qu'il l'a décrite. On prend un bloc de plomb arrondi par sa partie supérieure (fig. 338 A) (13 millimètres d'épaisseur, 54 millimètres de hauteur, 108 millimètres de longueur) et une plaque de cuivre pliée en gouttière et terminée par une mince tige en fer qui lui sert de manche (fig. 338 B) (135 millimètres de longueur, 54 millimètres de largeur, 10 millimètres d'épaisseur; tige de fer, 162 millimètres de longueur); cette barre mise en équilibre dans une position horizontale sur le bloc de plomb, on en chauffe une des extrémités avec une lampe à alcool : après quelques minutes la barre se met à vibrer en produisant un son musical; si la barre de cuivre était préalablement chauffée à une haute température, elle vibrerait aussitôt qu'elle serait mise en contact avec le bloc de plomb. La vitesse et l'amplitude des vibrations varient avec la nature des métaux, la température de la barre échauffée, sa forme, ses dimensions, et beaucoup d'autres circonstances inconnues. Les vibrations sont plus fortes quand les surfaces de contact sont raboteuses que quand elles sont lisses; si elles sont parfaitement polies, l'effet est nul. Un corps quelconque, non métallique, quelque mince qu'il soit, interposé entre les deux corps, anéantit les vibrations. L'acuité du son augmente par la pression exercée sur la barre vibrante. D'après M. Forbes, le son musical ne se produit qu'autant qu'il existe un siflon, soit dans la barre échauffée, soit dans le bloc, tracé de manière que les points de contact de la barre et du bloc soient divisés en deux parties distinctes. Ces vibrations n'ont jamais lieu qu'entre deux métaux de nature différente. Il range dans l'ordre suivant les métaux, sous le rapport de l'intensité des vibrations auxquelles ils donnent naissance quand ils sont en contact avec le plomb : *argent pur, cuivre, or d'essai, zinc, laiton, platine, fer, étain, antimoine, bismuth.* Ces deux derniers ne vibrent pas. M. Forbes admet que l'intensité des vibrations qui ont lieu par la superposition de deux métaux est proportionnelle (du moins dans de certaines limites) à la différence qui existe entre le pouvoir conducteur de ces métaux pour la chaleur; le métal qui a le moindre pouvoir conducteur devra être nécessairement le plus froid. M. Knight a reconnu qu'en versant une certaine quantité de métal fondu, étain, plomb, bismuth, etc., dans une tasse hémisphérique de cuivre, de fer, ou de laiton, reposant sur un morceau de plomb ou de tout autre métal, la capsule, qui n'a qu'un léger contact avec le support, vibre jusqu'à ce que l'équilibre de température soit établi. MM. Leslie et Faraday ont cherché à expliquer ces phénomènes en admettant que l'expansion du métal froid, au moment de son contact avec le métal chauffé, donnait naissance à une impulsion qui produisait le mouvement vibratoire. M. Forbes admet que, dans le passage de la chaleur d'un corps dans un autre moins bon conducteur, il se développe une force répulsive; mais ces explications sont bien peu satisfaisantes.

511. *Propagation de la chaleur à travers les liquides.* Les liquides, en général, sont peu perméables au calorique rayonnant, et la chaleur ne s'y propage pas, comme dans les corps solides, par un rayonnement de molécule à molécule, du moins, ce mode de propagation y est très-faible. La propagation de la chaleur dans les liquides a principalement lieu par les mouvements résultant des variations de densité, qui sont une conséquence des différences de température.

512. Rumford avait admis que la propagation de la chaleur dans les liquides ne s'effectuait réellement que par les mouvements dont nous venons de parler, attendu que ces corps ne communiquent point la chaleur de haut en bas. Son opinion était fondée sur ce qu'un cylindre métallique chauffé à 100° ayant été plongé dans de l'eau ou du mercure qui recouvrait un morceau de glace, aucune portion de celle-ci ne fut fondue. La fig. 339 représente la disposition de l'appareil. MN est une masse de glace qui avait été formée d'avance au fond du vase ABCD; la dilatation que l'eau éprouve par la congélation avait produit la petite proéminence centrale P; pour éviter toute communication de chaleur par les parois du vase, le vase fut entouré de glace fondante jusqu'à la hauteur de la glace intérieure; on versa ensuite dans le vase de l'eau à 0°, et on y plongea un cylindre métallique creux plein d'eau bouillante.

Mais, depuis, Pictet et Nicholson reconnurent qu'en plaçant un corps chaud à la surface d'un liquide, il faisait monter un thermomètre placé au-dessous et à une petite distance. On doit à Murray une expérience bien plus décisive encore : il plaça la boule d'un thermomètre dans le fond d'un cylindre de glace, elle fut recouverte successivement d'huile et de mercure, et il approcha un corps chaud de la surface; le thermomètre monta de plusieurs degrés. Dans cette expérience, la communication de la chaleur ne pouvait pas être attribuée au vase, parce que la glace étant à 0° se fondait par la chaleur et ne s'échauffait pas. Il faut remarquer aussi que l'expérience faite avec le mercure n'est pas la seule qui démontre que la propagation de la chaleur a lieu par le rayonnement moléculaire : car, pour les liquides transparents, la transmission directe du calorique rayonnant provenant des sources à basse température est très-faible et ne se manifeste que pour une très-petite épaisseur.

513. On peut démontrer de la manière suivante que, dans les liquides, la communication de la chaleur de haut en bas est extrêmement faible. Dans un vase de verre M (fig. 339 A) plein d'un li-

quide quelconque, on place un thermoscope très-sensible *abcd*, lesté de manière qu'il reste plongé, et que la boule *a* soit à une très-petite distance de la surface supérieure du liquide, sur laquelle on fait flotter un vase de métal mince, de fer-blanc, par exemple, plein d'eau ou d'huile bouillante. La boule du thermoscope, quoique très-rapprochée du vase, ne s'échauffe, dans un temps très-court, que d'une quantité à peine sensible; ce qui prouve que le rayonnement de ce vase ne pénètre dans le liquide qu'à une très-petite distance, et que la propagation de la chaleur des couches de liquide qui sont immédiatement en contact avec le vase est extrêmement lente.

Pour faire voir combien est faible la conductibilité de l'eau, nous rapporterons encore quelques expériences très-remarquables de Rumford. Ce physicien avait placé dans un cylindre de verre un morceau cylindrique de glace : en versant dessus un certain volume d'eau bouillante, la glace fut fondue en dix minutes. Il répéta ensuite cette expérience avec un morceau de glace semblable, de même poids, mais fixé au fond du vase, et en employant le même poids d'eau bouillante, après deux heures, la moitié seulement de la glace avait été fondue. La quantité de chaleur qui s'était propagée de haut en bas dans cette expérience provenait encore des courants qui s'étaient formés dans le liquide : car nous démontrerons plus tard que le maximum de densité de l'eau a lieu à la température de 4° environ au-dessus du terme de la congélation; par conséquent, l'eau immédiatement en contact avec la glace étant moins dense que celle qui avait une température plus élevée de quelques degrés, tendait à s'élever, et il en résultait des courants analogues à ceux qui se forment dans une masse liquide qu'on chauffe par le bas. Rumford a démontré l'exactitude de ce dernier fait par des expériences fort curieuses. Il a remarqué que si l'eau ne propage réellement la chaleur que par des courants intérieurs, quelle que soit la température de celle placée au-dessus de la glace, les couches qui descendront et viendront fondre celle-ci seront seulement à des températures voisines de 4°; par conséquent, l'eau située au-dessus de la glace devra en fondre le même poids, quelle que soit sa température, pourvu qu'elle soit supérieure à 4°. L'expérience a sensiblement confirmé cette induction : car l'eau à 100° et à 5° a fondu dans le même temps la même quantité de glace. Ces expériences ont été faites de la manière suivante : un vase cylindrique ABCD (fig. 341), renfermant de l'eau que l'on avait d'abord congelée, fut placé dans un autre vase contenant de la glace fondante

jusqu'à la hauteur de la glace intérieure; ensuite on versa sur celle-ci de l'eau à 0°, et sur cette eau, à l'aide d'un flotteur, de l'eau à différentes températures.

514. La question de la transmission de la chaleur à travers les liquides a été étudiée par M. Despretz. Voici la disposition de l'appareil dont ce physicien s'est servi. L'eau était renfermée dans un cylindre de bois ayant 1^m de hauteur et $0^m,218$ de diamètre intérieur. Une plaque métallique en contact avec de l'eau à la température ordinaire en formait le fond, et la partie supérieure recevait un vase en cuivre mince, destiné à contenir de l'eau bouillante, renouvelée de cinq en cinq minutes au moyen de deux tuyaux qui communiquaient à une chambre voisine. La paroi du cylindre portait douze thermomètres horizontaux ayant les centres de leurs réservoirs dans l'axe du cylindre, les six premiers à une distance de $0^m,045$, et les autres à une distance double. Ce ne fut qu'après vingt-quatre heures que l'état thermométrique de la colonne d'eau devint stationnaire; l'échauffement n'existait que sur un quart de la hauteur. M. Despretz, en comparant les températures de ces couches, a reconnu qu'elles suivaient les mêmes lois que dans les barres métalliques et, par conséquent, que le mode de transmission était le même quoique incomparablement plus faible. On ne pouvait pas supposer que la chaleur était transmise à l'eau par l'enveloppe; car, dans de nouvelles expériences faites au moyen d'un cylindre d'un diamètre double, M. Despretz a constaté que dans chaque couche d'eau la température allait en décroissant du centre à la circonférence, tandis que le contraire aurait lieu si la chaleur était propagée par l'enveloppe. (*A. C. et P.*, t. LXXI.)

515. Si une masse liquide était échauffée par le bas ou par les parties latérales du vase, la couche d'eau en contact immédiat avec la paroi échauffée, devenant plus légère, s'élèverait et serait remplacée par d'autres, qui, après s'être échauffées, s'élèveraient à leur tour; de sorte qu'il se formerait deux courants : un de couches chaudes, qui monte, et un de couches froides, qui descend. On peut rendre visible ce double courant en mettant dans un vase de verre (fig. 340), que l'on fait chauffer par sa partie inférieure, de la sciure de bois, de la poudre de succin, ou de tout autre corps dont la densité diffère peu de celle de l'eau : les deux courants entraînent ces particules solides de bas en haut et de haut en bas. Un changement de température de quelques degrés est suffisant pour rendre ces mouvements très-sensibles.

Quand le liquide s'échauffe, les courants ascendants règnent contre les parois du vase, et les courants contraires dans l'axe. Lorsqu'il se refroidit, les courants changent de position : le courant central est alors ascendant. La raison de la position des courants dans le réchauffement et dans le refroidissement est facile à concevoir : elle provient de ce que, l'échauffement ou le refroidissement ayant principalement lieu par les parois du vase, dans l'échauffement, les couches en contact avec les parois sont les plus chaudes, et ont la plus grande force ascensionnelle, tandis que, dans le refroidissement, elles sont les plus froides, et tendent plus à descendre que les couches centrales.

516. Il résulte de tout ce qui précède, que la propagation de la chaleur dans un liquide doit être diminuée, lorsqu'il renferme des substances très-divisées qui s'opposent aux mouvements que l'inégalité de température tend à y produire : c'est en effet ce qui a lieu. Rumford a fait à ce sujet un grand nombre d'observations. Son appareil (fig. 342) consistait en un ballon de verre AB fermé par un bouchon, portant un thermomètre dont la boule se trouvait au centre; il introduisait d'abord de l'eau pure, ensuite de l'eau mêlée avec de l'édredon, de l'empois, etc.; échauffait le ballon à 75°, le plongeait dans l'eau à zéro, et observait le temps nécessaire pour produire le refroidissement d'un même nombre de degrés. Il a constamment observé que le refroidissement était d'autant plus long que les mouvements de l'eau étaient moins libres.

517. *Propagation de la chaleur à travers les gaz.* Les gaz sont facilement traversés par le calorique rayonnant, et la chaleur s'y propage principalement, comme dans les liquides, par les mouvements résultant de l'inégalité de température, et qui sont d'autant plus rapides, toutes choses égales d'ailleurs, que la densité du gaz est plus petite. Le rayonnement moléculaire y est insensible.

518. On peut reconnaître que la communication directe de la chaleur dans les gaz en repos est extrêmement faible, en chauffant de l'air dans lequel on a introduit des corps légers qui s'opposent aux mouvements provoqués par l'inégalité de température, tels que le duvet, l'édredon, le coton cardé, etc. : on la trouve alors beaucoup plus lente que quand l'air est libre. Pour le montrer, Rumford, après avoir amené à 0° l'appareil fig. 342, le plongeait dans de l'eau bouillante et observait le temps qu'il mettait à s'échauffer de 12° d'abord quand le ballon ne contenait que de l'air, et ensuite de l'air et différentes substances propres à gêner ses mou-

vements : il reconnut ainsi qu'elles augmentent beaucoup la durée du réchauffement. Il est très-probable, d'après cela, que les corps légers, tels que le duvet, les plumes, la laine, les fourrures, qui sont très-mauvais conducteurs de la chaleur, doivent cette propriété à l'air interposé qui ne peut pas obéir aux mouvements que la chaleur tend à lui faire prendre, non-seulement à cause de l'obstacle mécanique que la diffusion des filaments oppose à ces mouvements, mais par une attraction que tous les corps poreux paraissent exercer sur les gaz. On peut encore constater le faible rayonnement des gaz au moyen de l'appareil de M. Melloni (fig. 327), en plaçant une lampe à alcool derrière le diaphragme C, de manière que le courant d'air chaud seul passe devant l'orifice *o;* l'aiguille du multiplicateur reste immobile.

Les gaz de nature différente conduisent aussi très-inégalement la chaleur par les courants dont nous venons de parler, probablement à cause de leur inégale mobilité : car si on introduit dans le ballon (fig. 342) successivement différents gaz, en le plongeant dans le même bain à la même température, le temps nécessaire pour l'établissement de l'équilibre varie d'un gaz à l'autre; il est plus petit pour l'hydrogène que pour l'air.

§ 3. *Lois du réchauffement et du refroidissement.*

519. Quand un corps se refroidit dans le vide, l'abaissement de température provient uniquement de ce qu'il envoie plus de chaleur à l'enceinte que celle-ci ne lui en restitue; mais dans l'air, à la perte par le rayonnement s'ajoute celle qui est due au contact du gaz ambiant, qui s'échauffe, s'élève et se renouvelle sans cesse. En outre, la température des différents points du corps qui se refroidit n'est pas la même à chaque instant; pour les gaz et les liquides, elle dépend de la conductibilité de la matière et des mouvements que la chaleur tend à y produire, et ne serait uniforme que dans le cas d'une agitation continuelle, ou d'une très-grande conductibilité comme dans le mercure. Pour les corps solides, les différences de température des divers points dépendent uniquement de la conductibilité et ne peuvent jamais disparaître. On doit prévoir, d'après cet exposé, combien les lois du refroidissement doivent être compliquées.

520. *Loi de Newton.* Newton avait supposé que, pour un corps liquide d'un petit volume, la perte de chaleur à chaque instant était

proportionnelle à l'excès de sa température sur celle du milieu environnant. En partant de cette loi, on peut facilement trouver la température du corps à un instant quelconque du refroidissement. Elle est suffisamment approchée quand la différence de température n'excède pas 10 à 20°; mais pour une plus grande différence elle serait trop inexacte.

521. D'après la loi de Newton, en désignant par T l'excès de température du corps sur celle de l'air après un temps t compté de l'origine du refroidissement, et par a la perte de chaleur qui aurait lieu dans l'unité de temps pour une différence de température constante et égale à 1°, on a

$$dT = -aTdt; \text{ d'où } \frac{dT}{T} = -adt, \text{ et } \log T = C - at.$$

A étant la température initiale, $t = o$ doit donner $T = A$: par conséquent, $C = \log A$, et il vient

$$\log T = \log A - at, \text{ ou } \operatorname{Log} T = \operatorname{Log} A - \frac{at}{M}, \text{ ou } T = A.10^{\frac{-at}{M}},$$

M étant le module des tables 2,3025.

522. Les expériences sur le refroidissement dans l'air peuvent se faire au moyen de l'appareil fig. 343. ABCD est un vase en ferblanc rempli d'eau bouillante, dont le thermomètre *mn* indique à chaque instant la température. On peut aussi se servir d'un thermomètre à grand réservoir, qu'on suspend dans l'air : c'est alors le refroidissement du thermomètre lui-même que l'on observe.

La première méthode ne donnerait des résultats exacts qu'autant que l'eau serait constamment agitée, parce que le liquide qui se refroidit descend au fond du vase et, par conséquent, le thermomètre n'indique pas la température moyenne du liquide; le second est évidemment exempt de cette cause d'erreur.

523. En 1817, Petit et Dulong sont parvenus à découvrir les lois du refroidissement d'un thermomètre dans le vide et dans le gaz; c'est du mémoire de ces deux célèbres physiciens que nous avons extrait ce qui suit.

Avant d'exposer la méthode d'observation employée, il est nécessaire de dire ce que l'on doit entendre par vitesse du refroidissement. Lorsqu'un corps se refroidit, la quantité de chaleur qu'il perd dans un instant très-petit décroît continuellement, parce qu'elle dépend de la température du corps et diminue avec elle. Nous désignerons par vitesse du refroidissement à un instant quelconque

l'abaissement de température qui aurait lieu pendant une minute, si, pendant cette durée, la quantité de chaleur émise à chaque instant était constante. Ces vitesses ne sont point données par l'expérience, mais on peut les déduire de l'observation par un calcul très-simple. Leur définition est analogue à celle de la vitesse dans le mouvement varié : elle change continuellement; mais on la mesure à un instant donné par l'espace que le mobile parcourrait uniformément, pendant l'unité de temps, avec sa vitesse actuelle.

Nous avons vu [521] que, d'après Newton, quand un corps se refroidit, l'excès de sa température sur celle du milieu ambiant est représentée pour toute la durée du phénomène par la formule

$$T = A.10^{\frac{-at}{M}}, \text{ ou } T = Am^t \ [1];$$

en posant pour simplifier l'écriture $10^{\frac{-a}{M}} = m$. Mais cette formule ne s'accorde point avec l'expérience; car si on détermine la valeur de m de manière à satisfaire à une valeur de T correspondant à l'époque t, la formule ne satisfait plus aux autres observations, et les erreurs ne sont réellement tolérables que pour de très-petits excès de température. Il en serait évidemment de même de l'expression $V = Am^t \log m = T \log m$ de la vitesse du refroidissement, qui se déduit de la précédente par les règles ordinaires du calcul différentiel.

Pour déterminer la vitesse du refroidissement aux différentes époques des observations, vitesse qu'il était indispensable de connaître pour trouver les lois du refroidissement, Dulong et Petit ont divisé la série des observations en un certain nombre de parties qui ne comprenaient que des excès de température peu différents, et ils ont admis que dans chacune de ces parties, les températures étaient représentées par la formule empirique

$$T = Am^{\alpha t + \beta t^2} \ [2],$$

formule d'où l'on déduit

$$V = T \operatorname{Log} m \ (\alpha + 2\beta t) \ [3].$$

m, α et β sont trois constantes que l'on détermine pour chaque partie de la série des observations, en substituant dans la formule [2] la valeur de A, et celles de T et t correspondant aux observations extrêmes et à une intermédiaire. Ces nombres étant substitués dans la formule [3] permettent de déterminer V, pour toutes les observations comprises dans la série partielle.

524. Les premières expériences ont eu pour objet de vérifier si la masse des corps avait de l'influence sur la loi du refroidissement. Pour cela on a observé le refroidissement de trois thermomètres à réservoirs sphériques A, B, C; le premier avait 2 centimètres de

diamètre, le second 4, et le troisième 7. Le tableau suivant présente les résultats des observations.

EXCÈS de température sur l'air.	VITESSES du refroidissement du thermomètre A.	VITESSES du refroidissement du thermètre B.	VITESSES du refroidissement du thermomètre C.
100°	18°,92	8°,97	5°,00
80	14 ,00	6 ,60	3 ,67
60	9 ,58	4 ,56	2 ,52
40	5 ,93	2 ,80	1 ,56
20	2 ,75	1 ,30	0 ,73

Ce tableau rend bien évidente l'inexactitude de la loi de Newton, car les vitesses du refroidissement croissent plus rapidement que les différences de température. Par exemple, d'après cette loi, la vitesse du refroidissement, quand la différence de température est de 100°, devrait être cinq fois plus grande que quand la différence est seulement de 20° : or, d'après le tableau précédent, le rapport est plus grand que 6.

En divisant les vitesses du refroidissement du thermomètre A par les vitesses correspondantes du thermomètre B, on trouve le même quotient 2,11; et, en divisant les vitesses du refroidissement des thermomètres A et C, on trouve également un quotient constant 3,80 : ainsi nous pouvons dire que la loi cherchée ne change pas de nature avec la masse du liquide, puisque l'influence de celle-ci se borne à l'introduction d'un facteur constant dans l'expression de la vitesse du refroidissement.

525. Des expériences analogues, faites sur de l'eau, du mercure, de l'alcool et de l'acide sulfurique, ont démontré que la nature du liquide contenu dans le vase était aussi sans influence sur la loi du refroidissement.

526. Il restait à savoir si elle serait modifiée par la forme du vase et l'état de sa surface. Pour le découvrir, on a observé le refroidissement de trois vases de fer-blanc de même capacité : le premier était sphérique; et les deux autres cylindriques, mais leurs diamètres et leurs hauteurs étaient dans les rapports de 2 à 1 et de 1 à 2; les vitesses de refroidissement ont varié dans le même rapport.

527. Enfin, pour reconnaître l'influence de la nature de la surface, on a observé le refroidissement de deux boules, l'une de verre et l'autre de fer-blanc; mais on n'a plus trouvé les mêmes résultats que dans les expériences précédentes. Les rapports entre les vitesses correspondantes du refroidissement de la boule de verre et de celle

de fer-blanc ne sont plus constants : ils croissent avec la différence de température.

Il résultait alors de ces préliminaires que la loi du refroidissement est indépendante de la nature et de la masse du liquide, ainsi que de la forme du vase, mais qu'elle varie avec l'état de sa surface.

528. L'appareil dont Petit et Dulong se sont servis pour observer le refroidissement dans le vide et dans divers gaz à différentes tensions est représenté fig. 344. Il consiste en un grand ballon de cuivre mince A, fermé par un plateau de glace *ab*, percé à son centre d'un trou circulaire, dans lequel entre un bouchon traversé par la tige d'un thermomètre M. Sur la plaque de glace *ab* se pose un manchon de verre CD, à bords inférieurs parfaitement usés contre elle, et dont le col est garni d'une virole à robinet, que l'on peut faire communiquer, par des tuyaux de plomb très-flexibles, avec une machine pneumatique, et ensuite avec une cloche pleine du gaz dont on veut remplir le ballon. On commençait par enlever le cylindre CD, puis le plateau *ab* avec le thermomètre ; après quoi ce dernier était chauffé jusqu'à l'ébullition du mercure; le plateau et le cylindre CD remis en place, et les jointures lutées, on faisait le vide, que l'on maintenait pendant la durée de l'observation si le refroidissement devait avoir lieu dans le vide, ou bien on remplissait le ballon du gaz avec lequel on voulait expérimenter. Le ballon A était plongé dans une cuve en bois pleine d'eau chauffée par un courant de vapeur et maintenue à une température constante. Les indications de l'instrument subissaient deux corrections : 1° celle relative à la partie de la tige, qui se trouvait à la température ordinaire; 2° la réduction des degrés du thermomètre à mercure en degrés du thermomètre à air; enfin on corrigeait la vitesse de refroidissement de l'erreur provenant de la rentrée du mercure froid dans la boule. Connaissant le volume du mercure renfermé dans la boule et celui du mercure froid, cette dernière correction était facile à effectuer. Voici maintenant les lois que Petit et Dulong ont déduites de l'observation.

529. *Refroidissement dans le vide.* Il résulte de l'observation que quand l'excès t de la température $(\theta + t)$ du corps chaud sur celle θ de l'enceinte reste constant, la vitesse du refroidissement croît en progression géométrique, lorsque la température de l'enceinte croît en progression arithmétique. Ainsi, en désignant la vitesse par V, on a d'après cette loi

$$V = \phi(t) \times a^{\theta},$$

$\varphi(t)$ étant une fonction encore inconnue de l'excès t de température, et a un nombre constant.

Mais quand un corps se refroidit dans une enceinte vide, la vitesse du refroidissement n'est autre chose que l'excès de son rayonnement sur celui de l'enceinte ; de sorte que si nous exprimons par $F(\theta+t)$ et $F(\theta)$ les rayonnements du corps et de l'enceinte, nous aurons

$$V = \varphi(t) \times a^{\theta} = F(\theta+t) - F(\theta),$$

d'où
$$\varphi(t) = \frac{F(\theta+t) - F(\theta)}{a^{\theta}}.$$

Or ce numérateur pouvant être développé sous la forme

$$F(\theta+t) - F(\theta) = tF'(\theta) + \frac{t^2}{2}F''(\theta) + \frac{t^3}{2.3}F'''(\theta) + \ldots.$$

on aura

$$\varphi(t) = \frac{F'(\theta)}{a^{\theta}}t + \frac{F''(\theta)}{a^{\theta}}\frac{t^2}{2} + \frac{F'''(\theta)}{a^{\theta}}\frac{t^3}{2.3} + \ldots.$$

et comme $\varphi(t)$ est indépendant de θ, quel que soit t, il faut, pour que cette dernière équation soit vraie, que $\frac{F'(\theta)}{a^{\theta}} = n$, n étant un nombre constant.

Cette condition donne $F'(\theta) = na^{\theta}$, ou $dF(\theta) = na^{\theta}d\theta$, et de là, par intégration,

$$F(\theta) = \frac{n}{\log a}a^{\theta} + C.$$

On aura semblablement

$$F(\theta+t) = \frac{n}{\log a}a^{\theta+t} + C';$$

et en posant
$$\frac{n}{\log a} = m,$$

$$F(\theta+t) - F(\theta) = ma^{\theta}(a^t - 1) + C'',$$

ou
$$V = ma^{\theta}(a^t - 1) + C''.$$

Or quand on fait $t = o$, $V = o$, et on trouve $C'' = o$; donc V se réduit simplement à

$$V = ma^{\theta}(a^t - 1). \quad [1]$$

Telle est l'expression de la vitesse du refroidissement dans le vide.

En déterminant à l'aide de cette formule la constante a au moyen de deux observations dans lesquelles t est constant, et ensuite m en substituant dans la formule la valeur de a, et celles de V, t et θ correspondantes, on a trouvé pour a une valeur constante 1,0077, quelle que soit la nature de la surface du thermomètre, et pour m un nombre variable avec la nature du corps qui se

refroidit. Pour le thermomètre à surface vitreuse, $m = 2,037$; pour le thermomètre à surface argentée, $m = 0,54$. En substituant ces valeurs de a et de m dans la formule [1], on a comparé les vitesses calculées aux vitesses observées dans une étendue de plus de 300°, et toujours l'accord le plus parfait a existé ; ainsi la formule [1] doit être considérée comme représentant la vitesse du refroidissement d'une masse liquide dans le vide, quelle que soit la nature de sa surface, a étant un nombre constant $= 1,0077$, et m un nombre variable pour chaque corps.

Il résulte de la méthode employée pour obtenir la formule [1] que le premier terme représente la chaleur émise par le corps, et le second la chaleur absorbée : par conséquent, si un corps se refroidissait dans une enceinte vide privée de la faculté de rayonner, la vitesse du refroidissement serait ma^t; ainsi la vitesse du refroidissement croîtrait en progression géométrique, les différences de température croissant en progression arithmétique.

Dans le cas ordinaire, $ma^\theta a^t$ représente évidemment la chaleur émise, et ma^θ la chaleur absorbée : or, comme c'est la même lettre m qui se trouve dans ces deux expressions, il s'ensuit que le pouvoir absorbant est toujours égal au pouvoir émissif; et comme m ne change pas pour le même corps aux différentes périodes du refroidissement, il s'ensuit que le pouvoir absorbant et le pouvoir émissif sont constants, et ne dépendent que de la nature de la surface du corps. Il est facile de voir que m est proportionnel à la surface du corps, à la faculté émissive ou absorbante, et en raison inverse du poids du corps et de sa capacité calorifique.

Ce résultat paraît bien difficile à concilier avec ce que nous avons dit [498] relativement au rapport des pouvoirs rayonnants et absorbants.

Les lois relatives au refroidissement dans le vide ne sont vraies qu'autant que les températures sont comptées sur le thermomètre à air : en les mesurant sur tout autre thermomètre, les lois deviennent d'une extrême complication.

On peut déduire de la formule [1] la température du corps à un instant quelconque en fonction du temps écoulé : en effet, en désignant ce temps par x, on a

$$V = -\frac{dt}{dx} = N(a^t - 1); \text{ d'où } dx = \frac{-dt}{N(a^t-1)},$$

et

$$x = \frac{1}{N \log a}\left(\log \frac{a^t - 1}{a^t}\right) + C;$$

la constante arbitraire et le nombre M se détermineront dans chaque cas particulier lorsqu'on connaîtra les valeurs de t correspondantes à deux valeurs de x.

530. *Lois du refroidissement dans les gaz.* Les vitesses du refroidissement dues au contact des gaz s'obtiennent en retranchant de la vitesse totale, due au contact et au rayonnement, la vitesse due à cette dernière cause, qui se calcule facilement dans tous les cas. Petit et Dulong ont obtenu ainsi les résultats suivants :

1°. La nature de la surface est sans influence sur les pertes de chaleur dues au contact seul des gaz.

2°. Pour un même gaz sous la même pression, mais à des températures différentes, les pertes de chaleur sont les mêmes pour les mêmes différences de température.

3°. Quand l'élasticité du gaz varie en progression géométrique, la vitesse du refroidissement varie aussi en progression géométrique. La raison de la première progression étant 2, celle de la deuxième est 1,366 pour l'air, 1,301 pour l'hydrogène, 1,431 pour l'acide carbonique, 1,415 pour le gaz oléfiant.

Cette dernière loi peut s'énoncer d'une autre manière : en désignant par P le pouvoir refroidissant de l'air sous la pression p, il deviendra P (1,366) à la pression $2p$, P $(1,366)^2$ à la pression $4p$, et enfin P $(1,366)^n$ à la pression $2^n p$. Si nous faisons P $(1,366)^n = P'$, et $2^n p = p'$, on aura

$$\text{Log}\,P + n\,\text{Log}\,(1,366) = \text{Log}\,P', \text{ et } \text{Log}\,p' = \text{Log}\,p + n\,\text{Log}\,2\,;$$

éliminant n entre ces deux équations, il vient

$$\left(\frac{P'}{P}\right)^{\text{Log}\,2} = \left(\frac{p'}{p}\right)^{\text{Log}\,(1,366)}, \text{ et } \frac{P'}{P} = \left(\frac{p'}{p}\right)^{0,15}.$$

Pour le gaz hydrogène, la puissance de la pression serait 0,38; pour l'acide carbonique 0,517; pour le gaz oléfiant, 0,501.

4°. Enfin il ne restait plus qu'à reconnaître pour un état donné d'un gaz la loi des vibrations en fonction des différences de température. Petit et Dulong ont d'abord trouvé que cette loi était indépendante de la nature du gaz, et que, les différences de température croissant en progression géométrique, les vitesses croissent également en progression géométrique : la raison de la première progression étant 2, celle de la seconde est 2,350. Alors, en désignant par P et P′ les quantités de chaleur perdues pour des excès de température t et t', on a, comme précédemment,

$$\frac{P'}{P} = \left(\frac{t'}{t}\right)^{\frac{\text{Log}\,2,350}{\text{Log}\,2}}, \text{ ou } \frac{P'}{P} = \left(\frac{t'}{t}\right)^{1,233}.$$

En résumant toutes les lois précédentes, on a

$$V = np^c t^b,$$

n étant un coefficient qui change avec la nature du gaz et les dimensions du corps, p la pression, c un exposant constant pour les différents corps, mais variable avec la nature du gaz, t l'excès de température, et b le nombre constant 1,233. Pour l'air, on aurait

$$V = np^{0,15} \times t^{1,233}.$$

531. La loi générale de la vitesse du refroidissement dans un gaz est alors

$$V = m(a^t - 1) + np^c t^b.$$

En discutant cette formule, Petit et Dulong en ont déduit ce fait connu, que, si deux corps ne diffèrent que par leur pouvoir rayonnant, dans les basses températures la vitesse du refroidissement est plus grande pour le corps

qui rayonne le plus, et dans les hautes températures c'est le contraire qui a lieu.

532. *Observations sur les lois du refroidissement.* L'expression de la vitesse du refroidissement dans le vide renferme un coefficient m qui varie avec l'état de la surface de l'enveloppe, mais qui, d'après Petit et Dulong, est constant à toutes les températures, l'état de la surface restant le même; et c'est de là que résulte la constance des pouvoirs émissifs du verre et de l'argent, seules substances sur lesquelles ils avaient opéré. Dans un travail récent (*A. C. et P.*, t. XII), MM. Laprovotaye et Paul Desains ont confirmé l'exactitude de la formule de Petit et Dulong dans les circonstances des expériences primitives; ils ont aussi vérifié que le refroidissement dû au contact de l'air était indépendant de l'état de la surface du corps, mais ils ont constaté des faits nouveaux qui viennent à l'appui des remarques que nous avons faites à l'occasion des pouvoirs émissifs [498]. En observant le refroidissement des mêmes thermomètres, successivement nus et argentés, dans une enceinte vide à température constante, dans le premier cas, la valeur de m reste constante, dans le second, elle change avec la température, de manière que le rapport des vitesses dans le vide du thermomètre nu et argenté varie régulièrement de 8 à 5,6 entre 150 et 40°. Ainsi les variations du pouvoir émissif d'un corps, pendant son refroidissement ou son échauffement, que les découvertes de M. Melloni devaient faire prévoir, deviennent bien plus probables. Les mêmes physiciens, en opérant dans une enceinte argentée toujours à une température constante, et avec le même thermomètre à boule successivement nue et argentée, ont trouvé que, dans le premier cas, la vitesse du refroidissement était beaucoup plus petite que dans l'enceinte revêtue de noir de fumée; mais dans le second cas, la vitesse du refroidissement est la même que si l'enceinte était noircie; de sorte que la vitesse du refroidissement d'un thermomètre argenté est indépendante de la nature de la surface de l'enceinte, et il n'en est pas ainsi quand le thermomètre est nu. Ces faits sont difficiles à comprendre. Dans un travail plus récent, les mêmes physiciens ont reconnu que les lois de Petit et Dulong ne sont plus applicables si l'on réduit de beaucoup les dimensions de l'enceinte, et, de plus, qu'au-dessous d'une certaine pression, la vitesse du refroidissement en devient indépendante; la pression sous laquelle cela arrive serait d'autant plus élevée que l'enceinte est plus petite. En opérant avec l'acide carbonique, la

durée du refroidissement devenait indépendante de la pression à une certaine limite ; et, au-dessous, cette durée diminuait au lieu de s'accroître : le pouvoir refroidissant variait donc en sens inverse de la densité du gaz, ce qui est contraire à ce que l'on observe sous les pressions ordinaires. Le protoxyde d'azote, dont la densité et la chaleur spécifique sont assez voisines de celles de l'acide carbonique, a présenté un phénomène analogue. Sous la pression de 12 millimètres de mercure, la durée du refroidissement y est devenue indépendante de la pression; et quand celle-ci a été réduite à 4 millimètres, le pouvoir refroidissant a augmenté de 1/24 environ.

Ces phénomènes doivent peut-être s'expliquer en rappelant que le pouvoir refroidissant d'un gaz dépend à la fois de sa densité et de la mobilité de ses molécules : à mesure que la première diminue, la seconde augmente; du moins il paraît naturel de l'admettre : l'une de ces causes tend à ralentir, l'autre à accélérer le refroidissement, et on conçoit que sous de faibles pressions elles arrivent à se compenser. Les mêmes physiciens ont reconnu, en observant le refroidissement d'un thermomètre à boule vitreuse dans de l'hydrogène sous 30 millimètres de pression, qu'il a été moins prompt quand, par l'introduction d'air sec, cette pression a été portée à 60 millimètres. Cependant il semblait qu'en augmentant la densité du gaz par l'addition d'un gaz nouveau, le pouvoir refroidissant serait devenu plus considérable. Le contraire ayant eu lieu, on s'en rendrait compte en admettant que l'air a diminué la mobilité des molécules de l'hydrogène, et on arriverait ainsi à conclure que les molécules des gaz de nature différente agissent les unes sur les autres, ou, du moins, se gênent dans leurs mouvements.

Nous ajouterons que si le liquide qui se refroidit était autre que le mercure, sa faible conductibilité et les mouvements produits par la chaleur établiraient de grandes inégalités dans la température des différents points. La forme du vase ne peut aussi être sans influence que quand il est très-petit; une expérience facile à vérifier le démontre d'une manière évidente. Si l'on prend un thermomètre à très-long réservoir, et qu'on observe son refroidissement quand il est dans une position horizontale ou verticale, on trouve qu'il est plus rapide dans le premier cas que dans le second; ce résultat était d'ailleurs facile à prévoir, car l'air qui s'élève après avoir touché les points les plus bas du réservoir, le quitte presque immédiatement quand il est horizontal, et le parcourt dans toute sa longueur quand il est vertical, en le préservant du contact de l'air froid environnant. On con-

çoit même que si le réservoir avait une grande hauteur, l'air en arrivant vers les parties supérieures pourrait avoir la température du thermomètre et le préserver de tout refroidissement autre que celui qui provient du rayonnement. Enfin, pour des corps solides de dimensions finies, la température de chaque point varierait en raison de sa position dans le corps, de la forme de ce dernier et de sa conductibilité.

On voit, d'après tout cela, combien les lois du refroidissement sont compliquées, et que le beau travail de Petit et Dulong, si justement estimé des physiciens, ne les a pas conduits aux lois générales du refroidissement, mais à des formules qui ne représentent réellement les faits que dans les circonstances où elles ont été obtenues.

Nous rapporterons ici la manière de déterminer approximativement la température constante d'une enceinte échauffée par un foyer intérieur, en ayant égard au refroidissement par la surface extérieure, mais seulement quand l'enceinte a partout la même épaisseur, et que le pouvoir rayonnant de tous les points de la surface intérieure est le même, ainsi que celui de tous les points de la surface extérieure.

Soit T la température du foyer, S sa surface, t la température de l'air intérieur, t' celle de l'air extérieur, a la température de la surface intérieure de l'enveloppe, b celle de sa surface extérieure, e son épaisseur, h, h', h'', la conductibilité de la surface du foyer et des surfaces intérieures et extérieures de l'enceinte, k la conductibilité de l'enceinte, et S' sa surface intérieure ou extérieure que nous supposerons peu différentes.

La quantité de chaleur émise dans l'unité de temps par le foyer $= Sh(T-t)$; la quantité de chaleur absorbée par la surface intérieure $= S'h'(a-t)$; la quantité de chaleur qui traverse l'enceinte $= S'k\left\{\frac{a-b}{e}\right\}$; enfin celle qui est versée dans l'air extérieur $= S'h''(b-t')$. Toutes ces quantités devant être égales, on a les trois équations

$$Sh(T-t) = S'h'(a-t),$$

$$S'h'(a-t) = S'k\left\{\frac{a-b}{e}\right\},$$

$$S'k\left\{\frac{a-b}{e}\right\} = S'h''(b-t').$$

Quand on connaîtra par l'expérience les quantités k, h, h', h'', ces trois équations serviront à déterminer a, b et t.

554. *Influence des enceintes multiples.* Lorsqu'une enceinte renfermant un foyer de chaleur est environnée de plusieurs autres, à mesure que leur nombre augmente, la température de l'air intérieur s'élève, s'approche toujours davantage de celle du foyer,

et la perte de chaleur par la dernière enveloppe diminue continuellement. La raison en est évidente : en augmentant le nombre des enceintes, on augmente les obstacles qui s'opposent à la dissipation de la chaleur. L'effet des enceintes isolées est beaucoup plus grand que celui qui serait produit par une seule dont l'épaisseur serait égale à la somme des épaisseurs des enceintes isolées, parce que la chaleur se propage beaucoup plus facilement à travers les corps quand ils sont en contact que quand ils sont séparés.

Considérons un vase rempli d'eau et environné de plusieurs enveloppes minces de même nature, athermanes, fermées de toutes parts, dont l'air ne puisse pas se renouveler, et assez éloignées pour que l'air s'y meuve facilement. Désignons par S, S′, S″...., les surfaces du vase et des enveloppes; par t, t', t'', les excès de leurs températures sur celle de l'air environnant; par k la quantité de chaleur qui serait perdue dans l'unité de temps par l'unité de surface des enveloppes dans l'air pour une différence de température de 1°, et par V la vitesse du refroidissement; en admettant la loi de Newton, pour une seule enveloppe on aura

$$S(t-t') = S't'; \quad t' = t\frac{S}{S+S'}; \quad \text{et } V = kS'.\frac{St}{S+S'};$$

Pour deux enveloppes on aura

$$\left.\begin{array}{l} S(t-t') = S''t'' \\ S'(t'-t'') = S''t'' \end{array}\right\} \quad \text{d'où } t'' = t.\frac{SS'}{SS''+SS'+S'S''};$$

et, par suite, $$V = kSt.\frac{S'S''}{SS''+SS'+S'S''}.$$

Si le vase était recouvert de trois enveloppes, on aurait

$$V = kSt.\frac{S'S''S'''}{SS'S''+SS''S'''+S'S''S'''+SS'S'''}.$$

Pour un nombre n d'enveloppes, la vitesse du refroidissement serait celle qui aurait lieu dans l'air libre, multipliée par le produit des surfaces de toutes les enveloppes, et divisé par la somme des produits différents $n-1$ à $n-1$ des surfaces du vase et des enveloppes. L'expérience donne des résultats qui s'accordent assez bien avec le calcul.

Si les surfaces des enveloppes différaient peu les unes des autres, en les regardant comme égales on aurait

$$V = kSt.\frac{1}{n+1}.$$

Alors pour 1, 2, 3 et 4 enveloppes, les vitesses rélatives du refroidissement seraient $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{5}$.

C'est sur ce principe qu'est fondé l'usage des doubles vitres que

l'on emploie souvent pour les serres et pour les fenêtres des appartements dans les pays froids.

Nous rapporterons à cette occasion un fait très-remarquable, et qui rend bien évidente l'influence des enveloppes. Si on place un thermomètre au fond d'une caisse en bois, dont une des faces soit fermée par trois ou quatre lames de verre, en soumettant cette face à l'action des rayons solaires, le thermomètre qui, à l'air libre, ne s'élève qu'à 30°, monte jusqu'à 100°. La raison en est simple : les rayons de lumière, ainsi que le calorique qui les accompagne, traversent facilement les lames de verre, mais ces lames, s'opposant à la dissipation du calorique obscur qui s'accumule au fond de la boîte, diminuent la vitesse du refroidissement du thermomètre, qui, par conséquent, s'élève beaucoup plus que s'il était exposé à l'air libre.

La théorie du rayonnement et celle du refroidissement donnent l'explication de plusieurs phénomènes, dont quelques-uns se répètent journellement sous nos yeux.

535. *Explication de divers phénomènes.* Lorsque l'air extérieur est beaucoup plus froid que l'air intérieur des appartements, on sait qu'il se dépose de la vapeur d'eau contre les vitres, et que cette eau se congèle quand la température extérieure est assez basse. Cette précipitation de vapeur provient du refroidissement qu'éprouvent les couches d'air intérieures en contact avec les vitres, et de ce que la quantité d'eau qui peut rester en dissolution dans l'air diminue avec la température. Bénédict Prevost a fait sur cette précipitation de vapeur plusieurs observations remarquables. Lorsque l'on couvre une partie de la vitre d'une feuille d'étain, placée du côté le plus chaud, il se dépose sur la surface de la lame métallique plus de vapeurs que sur la partie de la vitre qui est découverte ; et si, au contraire, la feuille d'étain est du côté de l'air froid, il ne se dépose presque point de vapeurs sur la partie de la vitre opposée au métal. L'explication de ce phénomène se déduit facilement de ce qui précède. En effet, dans le premier cas, la feuille métallique, étant du côté de l'air chaud, n'empêche pas la vitre de se refroidir ; elle accélère même le refroidissement de la partie contre laquelle elle est appliquée : car le métal poli, ayant un grand pouvoir réflecteur, renvoie dans l'appartement les rayons de chaleur qui tendent à en sortir, et qui traversent au contraire facilement la vitre découverte ; de là, augmentation du refroidissement de la partie de vitre que recouvre le métal, et dépôt de vapeur plus prompt

et plus abondant. Dans le second cas, il est évident que la lame d'étain, par son faible pouvoir rayonnant, diminue le refroidissement du verre qu'elle couvre, et, par conséquent, qu'il doit se déposer plus de vapeurs sur les parties nues.

536. Lorsque deux thermomètres, à réservoirs égaux, recouverts, le premier d'une feuille métallique brillante, et l'autre de noir de fumée, sont placés dans l'air, ils en prennent exactement la température, tandis qu'exposés à la même distance d'un foyer de chaleur ou de froid, ils indiquent des températures différentes. Ce dernier fait s'explique facilement en remarquant, comme nous l'avons déjà dit plusieurs fois, que les thermomètres s'échauffent uniquement par leur pouvoir absorbant, et qu'ils se refroidissent tant par leur pouvoir émissif que par le contact de l'air. Si cette dernière cause d'abaissement de température était proportionnelle au pouvoir émissif et si le pouvoir émissif était égal au pouvoir absorbant, il est évident que les thermomètres devraient rester stationnaires aux mêmes points; mais la perte de chaleur par le contact de l'air est indépendante de l'état de la surface des corps : par conséquent, le refroidissement dans l'air n'augmente pas aussi rapidement que le pouvoir absorbant, et le thermomètre couvert de noir de fumée devra s'élever plus que celui revêtu d'une enveloppe métallique.

Désignons par A la quantité de chaleur que la source envoie à chaque instant aux deux thermomètres, par r et r' leurs pouvoirs absorbants : les quantités de chaleur absorbées à chaque instant seront Ar et Ar'; en admettant l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants, les quantités de chaleur perdues seront sensiblement $at(r+c)$, et $at'(r'+c)$, a étant un coefficient constant dépendant de la masse et de l'étendue de la surface des thermomètres, et c un autre coefficient constant représentant le refroidissement dû au contact de l'air pour 1° et l'unité de surface. Alors à l'instant de l'équilibre on a

$$Ar = at(r+c), \text{ et } Ar' = at'(r'+c);$$

d'où

$$\frac{r}{r'} = \frac{t(r+c)}{t'(r'+c)}, \text{ et } \frac{t}{t'} = \frac{rr'+rc}{rr'+r'c}.$$

Ainsi, la température d'équilibre sera d'autant plus élevée que le pouvoir absorbant sera plus considérable. Dans l'hypothèse admise, si les thermomètres ne se refroidissent que par leur rayonnement, on aura $c=0$, et par conséquent $t=t'$.

§ 4. *Dilatation des corps.*

537. La dilatation des corps solides se manifeste d'une manière

si évidente dans un grand nombre de circonstances, qu'il n'y a pas de nécessité à rapporter ici des expériences qui constatent ce phénomène; cependant nous décrirons l'appareil qu'on emploie ordinairement pour le rendre apparent. AB (fig. 345) est une barre de fer ou de cuivre fixée par une de ses extrémités sur un support PQ, soutenue par l'autre sur un galet R; une tige verticale fixe DE porte à la partie supérieure un secteur de cercle en cuivre EF, dont l'aiguille GH, mobile autour du point O, peut parcourir les degrés; par son extrémité recourbée elle s'applique contre celle de la barre métallique AB, qu'on échauffe au moyen des lampes *m*, *n*, *p*, *q*. On commence par amener le talon G de l'aiguille en contact avec la barre, et observer sur le cadran EF la position de la pointe H; puis, les lampes allumées, on suit de l'œil l'aiguille qui, pour peu que la barre soit chauffée, s'avance dans le sens EF, et montre clairement que la barre AB s'est allongée. On comprend que si OH est dix fois plus long que OG, l'espace décrit par le point H sera dix fois plus grand que l'allongement de la barre, et qu'en général cet arc sera égal à la dilatation de la barre, multipliée par le rapport des longueurs des deux parties OH et OG de l'aiguille : en augmentant ce rapport, on peut donc rendre sensible la plus faible dilatation. Un autre moyen de constater la dilatation des corps solides consiste à plonger rapidement dans l'eau chaude un thermomètre à grand réservoir renfermant un liquide coloré : on voit celui-ci descendre dans le tube à l'instant de l'immersion, puis remonter lorsque la chaleur, après avoir agi sur l'enveloppe, pénètre le liquide. Quant à la dilatation des liquides et des gaz, l'usage du thermomètre ordinaire et du thermomètre différentiel la rend bien évidente.

538. Le fait de la dilatation par la chaleur et de la contraction par un abaissement de température a lieu pour tous les corps. Il y a cependant quelques exceptions; mais elles ne s'observent que dans les températures voisines de celles des changements d'état. C'est ainsi, par exemple, que l'eau, le bismuth et la fonte de fer augmentent de volume en s'approchant du terme de leur solidification.

Dilatation des corps solides.

539. Quand un corps solide se dilate, on peut se proposer d'étudier l'effet produit sur une seule des dimensions, ou sur deux, ou enfin sur trois. Dans le premier cas, c'est la dilatation appelée

linéaire; dans le second, dilatation *superficielle;* dans le dernier, dilatation *cubique* ou de volume. Nous verrons [544] que celles-ci ont, avec la première, des rapports numériques extrêmement simples. La connaissance de la dilatation des corps solides est non-seulement utile dans les recherches scientifiques; mais elle est indispensable dans une foule d'industries : aussi beaucoup de physiciens se sont-ils occupés de la détermination directe des dilatations linéaire et cubique de ces corps, et parmi ceux qui ont réussi les premiers à en obtenir une évaluation précise, nous citerons Lavoisier et Laplace. Leurs expériences ont été faites, au moyen de l'appareil fig. 546, sur un assez grand nombre de corps solides susceptibles d'être obtenus en barres d'un mètre au moins de longueur et de quelques centimètres carrés de section, et ils n'en ont recherché que la dilatation linéaire.

540. Quatre dés en pierre de taille, solidement assis sur de bonnes fondations, entourent un fourneau RS, surmonté d'une caisse en cuivre GH, où l'on place les barres xy, dont on veut déterminer la dilatation; elles sont posées près du fond sur des tourillons horizontaux que supportent des lames de verre fixées d'équerre à des traverses scellées sur les dés de pierre. La barre xy s'appuie par le bout x contre une tringle de verre épaisse FB, parfaitement immobile, et l'autre extrémité y est en contact avec une règle semblable CA, qui peut tourner autour de l'axe CC; celui-ci porte sur le bras CL une lunette OO', dans l'intérieur de laquelle se trouve, au foyer de l'oculaire, un fil horizontal. A une distance de 100^m était dressée une mire verticale divisée en pouces et en lignes. On commençait par remplir l'auge de glace fondante, puis on observait quelle division de la mire se trouvait dans le plan de l'axe et du fil de la lunette; ensuite on remplissait l'auge d'eau bouillante dont la température était donnée par plusieurs thermomètres disposés horizontalement à la hauteur occupée par la barre; et on lisait de nouveau l'indication de la lunette. L'espace parcouru sur la mire par le fil était la dilatation amplifiée; pour en déduire la dilatation réelle, il fallait la diviser par le rapport constant des distances de l'axe CC à la barre et à l'échelle, que Lavoisier et Laplace avaient trouvé égal à 1 : 744.

Cet appareil, d'une installation compliquée, présente en outre l'inconvénient de laisser de l'incertitude sur l'invariabilité des points qui doivent rester rigoureusement fixes. Cette dernière condition, si difficile à remplir, a été évitée dans un appareil construit à

Londres en 1785, sous la direction du général Roy, par le célèbre opticien Ramsden, et dont voici les dispositions.

541. Trois barres d'environ $1^m,5$ de longueur, deux de même nature, la troisième, celle dont on cherchait la dilatation, étaient posées parallèlement et bien horizontales dans des caisses voisines qu'on remplissait de glace fondante; aux extrémités voisines A, A' A'' s'élevaient verticalement des tiges auxquelles on avait ajusté, à la même hauteur, les trois pièces essentielles d'un microscope simple; un petit disque percé d'un très-petit trou central, pour la tige A; l'objectif à la tige A' et l'oculaire à celle de A'': pareille disposition existait aux extrémités B, B', B''. Au moyen de vis micrométriques, on amenait sur une même ligne perpendiculaire à la longueur des barres, le centre du petit disque et ceux de l'objectif et de l'oculaire; puis on enlevait la glace fondante de la caisse du milieu, et on la remplaçait par un liquide dont la température était élevée au point désiré. Comme la barre échauffée s'allongeait, les centres des disques cessaient de se trouver sur l'axe des microscopes; on les y ramenait à l'aide des vis micrométriques, et la somme des chemins parcourus par ces centres, pour revenir aux positions qu'ils avaient à 0°, était l'expression de la dilatation linéaire pour un intervalle connu de température.

542. Lorsqu'on connaît la dilatation d'un métal ou d'un corps solide en barre, on peut facilement obtenir celle des autres corps sous la même forme par une opération très-simple : il suffit de réunir solidement par une de leurs extrémités (fig. 440) deux barres de deux substances dont la dilatation de l'une soit connue, et de mesurer sur celle-ci la variation de longueur de l'autre pour un accroissement de température donné. Cette variation est égale à la différence des dilatations. Ainsi, quand on saura quelle est la dilatation de l'une d'elles, on en déduira facilement celle de l'autre, la longueur primitive de celle-ci étant donnée. La manière la plus simple de faire cette observation consiste à prendre pour la plus longue barre celle dont la dilatation est connue; on la divise en centimètres sur toute sa longueur, et en millimètres dans le voisinage de l'extrémité de l'autre barre; en appliquant à cette dernière un vernier, on pourra facilement estimer sa longueur à moins de $\frac{1}{20}$ de millimètre. On mesurera ainsi cette longueur à 0° et à 100° en plongeant le système des deux barres dans la glace fondante et dans l'eau bouillante : la différence sera l'excès de la dilatation en

millimètres dilatés de la barre inférieure; ainsi il faudra ajouter au nombre obtenu l'effet produit par cette dilatation. Pour rendre les observations plus faciles, il faudrait fixer à l'extrémité libre de la plus petite barre, et au point correspondant de la barre la plus grande, deux tiges verticales qui se recourberaient horizontalement; les deux parties horizontales s'appliqueraient l'une sur l'autre, et porteraient, l'une une division en millimètres, et l'autre le vernier. L'observation, ayant lieu hors du bain, serait beaucoup plus commode et plus exacte.

En désignant par A la différence de dilatation des deux barres, estimée sur l'une d'elles, dont la dilatation est k pour chaque degré du thermomètre, la variation de dilatation, telle qu'on l'observerait sur une règle à une température constante, sera donnée pour l'équation

$$A' = A(1 + kt);$$

et en désignant par L la longueur de la barre à 0°, l'excès de son allongement pour 1° sera

$$Lk = \frac{A'}{100}.$$

On peut encore déterminer la dilatation des corps solides par d'autres moyens susceptibles d'une plus grande exactitude; mais, comme ils sont fondés sur la connaissance de la dilatation absolue du mercure, nous n'en parlerons qu'après avoir étudié la dilatation des liquides.

Le tableau suivant renferme les principaux résultats qui ont été obtenus par divers physiciens.

Dilatation linéaire des corps solides, de 0° à 100°.

DÉSIGNATION DES SUBSTANCES.	FRACTIONS DÉCIMALES.	FRACTIONS ORDINAIRES.
D'après Laplace et Lavoisier.		
Flint-glass anglais	0,00081166	1/1248
Platine (selon Borda)	0,00085655	1/1167
Verre de France avec plomb	0,00087199	1/1147
Tube de verre sans plomb	0,00087572	1/1142
Idem	0,00089694	1/1115
Idem	0,00089760	1/1114
Idem	0,00091750	1/1090
Verre de Saint-Gobain	0,00089089	1/1122
Acier non trempé	0,00107880	1/927
Idem	0,00107915	1/927
Idem	0,00107960	1/926
Acier trempé jaune, recuit à 65°	0,00123956	1/807
Fer doux forgé	0,00122045	1/819
Fer rond passé à la filière	0,00123504	1/812
Or de départ	0,00146606	1/682
Or au titre de Paris, recuit	0,00151361	1/661
Idem non recuit	0,00155155	1/645
Cuivre	0,00171220	1/584
Idem	0,00171733	1/582
Idem	0,00172240	1/581
Cuivre jaune en laiton	0,00186670	1/535
Idem	0,00187821	1/533
Idem	0,00188970	1/529
Argent au titre de Paris	0,00190868	1/524
Argent de coupelle	0,00190974	1/524
Étain des Indes ou de Malaca	0,00193765	1/516
Étain de Falmouth	0,00217298	1/462
Plomb	0,00284836	1/351
D'après Smeaton.		
Verre blanc (tubes de baromètre)	0,00083333	1/1175
Régule martial d'antimoine	0,00108333	1/923
Acier poli	0,00115000	1/870
Acier trempé	0,00122500	1/816
Fer	0,00125833	1/795
Bismuth	0,00139167	1/719
Cuivre rouge battu	0,00170000	1/588
Cuivre rouge 8 parties, étain, 1	0,00181667	1/550
Cuivre jaune fondu	0,00187500	1/533

DÉSIGNATION DES SUBSTANCES.	FRACTIONS DÉCIMALES.	FRACTIONS ORDINAIRES.
Cuivre jaune 16 parties, étain, 1.....	0,00190833	1/524
Fil de laiton.....	0,00193333	1/517
Métal de miroir de télescope.....	0,00193333	1/517
Soudure, cuivre 2, zinc 1 partie.....	0,00205833	1/486
Étain fin.....	0,00228333	1/438
Étain en grains.....	0,00248333	1/403
Soudure blanche, étain 1 part., plomb 2.	0,00250533	1/399
Zinc, 8 parties, étain 1, un peu forgé.	0,00269167	1/372
Plomb.....	0,00286667	1/349
Zinc.....	0,00294167	1/340
Zin allongé au marteau de 1/12.....	0,00310833	1/322
D'après le major général Roy.		
Verre en tube.....	0,00077550	1/1289
Verre en verge solide.....	0,00080833	1/1237
Fer fondu (prisme de).....	0,00111000	1/901
Acier (verge d').....	0,00114150	1/874
Cuivre jaune de Hambourg.....	0,00185550	1/539
Cuivre jaune anglais, en forme de verge.	0,00189296	1/528
Cuivre jaune anglais, en forme d'auge ou canal rectangulaire.....	0,00189450	1/528
D'après Trougthon.		
Platine.....	0,00099180	1/1008
Acier.....	0,00118990	1/840
Fer tiré à la filière.....	0,00144010	1/694
Cuivre.....	0,00191880	1/521
Argent.....	0,00208260	1/480
D'après Wollaston.		
Palladium.....	0,00100000	1/1000
D'après Dulong et Petit.		
Platine, de 0° à 100.....	0,00088120	1/1161
Idem, de 0° à 300.....	0,00091827	1/1089
Verre, de 0° à 100.....	0,00086133	1/1161
Idem, de 0° à 200.....	0,00094836	1/1032
Idem, de 0° à 300.....	0,00101084	1/987
Fer, de 0° à 100.....	0,00118210	1/846
Idem, d° 0° à 300.....	0,00146842	1/681
Cuivre, de 0° à 100.....	0,00171820	1/582
Idem, de 0° à 300.....	0,00188324	1/531

M. Regnault a fait de nombreuses recherches sur la dilatation du verre; nous joignons ici le tableau des résultats qu'il a obtenus (*A. C. et P.*, t. IV). Les dilatations se rapportent à l'accroissement du volume de 0° à 100°. Ces accroissements sont trois fois plus grands que la dilatation linéaire [544].

Verre blanc en tube	0,002648
Le même soufflé en boule de 46mm de diamètre	0,002592
Le même soufflé en boule de 33mm de diamètre	0,002514
Verre vert en tube	0,002299
Le même soufflé en boule de 36mm de diamètre	0,002132
Verre de Suède en tube	0,002363
Le même soufflé en boule de 34mm de diamètre	0,002441
Le même soufflé en boule de 32mm de diamètre	0,002411
Verre infusible français en tube	0,002142
Le même soufflé en boule de 32mm de diamètre	0,002242
Cristal ordinaire en tube	0,002101
Le même soufflé en boule de 39mm de diamètre	0,002330
Verre en ballon	0,002330
Id.	0,002349

543. Lavoisier et Laplace ont reconnu : 1° que les corps solides échauffés de 0° à 100° reviennent exactement à leur longueur primitive en reprenant la température 0°; 2° qu'entre les mêmes limites, les dilatations d'un même corps sont uniformes, c'est-à-dire que la longueur augmente constamment pour un même nombre de degrés, de la même fraction de ce qu'elle était à 0°. D'un autre côté, Dulong et Petit ont trouvé que les dilatations croissent avec les températures comptées sur le thermomètre à air, à la vérité d'une manière inappréciable entre 0° et 100°, mais très-sensible de 0° à 300°, comme on peut le voir dans le tableau précédent. Toutefois, l'acier trempé fait exception : sa dilatation diminue à mesure que la température s'élève; il éprouve alors un recuit, et on a constaté directement que l'acier recuit est moins dilatable que l'acier trempé. Il paraît même qu'un métal échauffé graduellement ne se dilate pas d'une manière continue, mais par sauts brusques, comme dans l'allongement par des charges qui croissent d'une manière continue [121]. En outre, certains métaux dilatés et refroidis ensuite ne reviennent pas toujours à leur volume primitif : le zinc présente ce phénomène d'une manière très-marquée; les vases de zinc échauffés sont déformés quand ils sont refroidis.

On sait combien est variable la composition des flint, des verres, du cristal, du cuivre jaune, etc.; combien les métaux simples pré-

sentent de variations dans leur degré de pureté; à quel point les actions mécaniques, telles que le martelage, le passage à la filière ou au laminoir, les refroidissements brusques après de grands échauffements, en modifient la structure. Toutes ces causes ont une certaine influence, sinon sur la loi, du moins sur la grandeur absolue des dilatations. Les nombres que nous avons donnés ne sont, par conséquent, applicables, à la rigueur, qu'aux échantillons des différents solides qui ont servi à les déterminer, et dans les expériences de précision, il y a nécessité de rechercher directement la dilatation des verres, du cristal, etc., dont on doit faire usage.

544. *Dilatation des surfaces et des volumes.* La table que nous venons de rapporter ne donne que la dilatation dans une seule dimension; mais on peut facilement en déduire l'augmentation de la surface et celle du volume : on trouve par le calcul que la dilatation de surface est sensiblement double de la dilatation linéaire, et la dilatation cubique sensiblement égale à trois fois la dilatation linéaire.

En effet, dans les corps homogènes non cristallisés, chaque molécule étant disposée de la même manière par rapport à celles qui l'environnent, la dilatation doit être la même dans tous les sens. Par conséquent, si on mène dans un corps solide des lignes disposées d'une manière quelconque, dans le corps dilaté elles conserveront entre elles les mêmes rapports de longueur : d'où il suit nécessairement qu'un corps, en se dilatant, conserve toujours une forme semblable à sa forme primitive. Cela posé, concevons un corps quelconque dont V soit le volume à 0°; supposons que, soumis à la température t°, son volume devienne V′ : le corps sous ces deux volumes aura des formes semblables; et comme dans les corps semblables les volumes sont entre eux comme les cubes des dimensions homologues, en désignant par l et $l(1+\delta)$ deux dimensions correspondantes, on aura

$$\frac{V'}{V} = \frac{l^3(1+\delta)^3}{l^3} = (1+\delta)^3, \text{ et } \frac{V'-V}{V} = (1+\delta)^3 - 1 = 3\delta + 3\delta^2 + \delta^3.$$

Comme δ est une quantité très-petite, on peut négliger les termes qui contiennent δ^2 et δ^3 : alors il vient

$$\frac{V'-V}{V} = 3\delta.$$

Or le premier membre de cette dernière équation représente la dilatation cubique pour l'unité de volume et pour t°, et δ représente la dilatation linéaire pour l'unité de longueur et pour t°. Ainsi la dilatation cubique est égale à trois fois la dilatation linéaire. Par un calcul semblable, on trouve que la dilatation de surface est égale à 2δ.

545. ***Dilatation des corps creux.*** Un corps creux, d'une substance homogène, augmente de volume par la dilatation de la même quantité que s'il était plein. En effet, considérons un corps solide homogène plein; imaginons une surface intérieure quelconque qui coupe ou ne coupe point celle qui le termine, et qui en soit à une distance quelconque. Le corps limité par cette dernière surface se dilatera dans le corps total de la même quantité que s'il était libre : par conséquent, il devra en être de même de la matière renfermée entre la surface du corps total et celle que nous avons imaginée dans son intérieur : donc, un vase creux se dilate de la même quantité que s'il était plein.

546. *Détermination de la longueur, de la surface et du volume d'un corps à une température donnée, lorsqu'on connaît sa longueur, sa surface ou son volume à une autre température.* Représentons par δ la dilatation linéaire pour 1°, c'est-à-dire la fraction dont l'unité de longueur augmente pour un accroissement de température de 1°; et supposons d'abord que la longueur, la surface ou le volume soient donnés à 0°. En représentant par L, S, V, et par L′, S′, V′, la longueur, la surface et le volume à 0° et à t°, on aura évidemment, d'après ce qui précède,

$$L' = L(1+\delta t);\ S' = S(1+2\delta t);\ V' = V(1+3\delta t).$$

Si L, S et V étaient donnés à la température t, et si L′, S′ et V′ correspondaient à la température t', on aurait

$$L' = L\frac{1+\delta t'}{1+\delta t};\ S' = S\frac{1+2\delta t'}{1+2\delta t};\ V' = V\frac{1+3\delta t'}{1+3\delta t}\ldots\ (a).$$

En effet, si nous désignons par l la longueur du corps à 0°, on aura

$$L = l(1+\delta t);\ L' = l(1+\delta t');$$

et, en divisant la seconde équation par la première, on trouve la première relation; les autres s'obtiendraient de même.

En négligeant le carré de δ, les équations (a) deviennent

$$L' = L(1+\delta[t'-t]);\ S' = S(1+2\delta[t'-t]);\ V' = V(1+3\delta(t'-t)).$$

Ces dernières équations peuvent s'obtenir en multipliant les deux termes des fractions des seconds membres des équations (a), la première par $1-\delta t$, la seconde par $1-2\delta t$, et la troisième par $1-3\delta t$, et supprimant les termes qui renferment δ^2.

547. La dilatation des corps solides, quoique très-petite en elle-même, produit sur des barres très-longues des variations considérables, auxquelles, dans un grand nombre de cas, il est indispensable d'avoir égard; nous en citerons quelques exemples.

Les tuyaux de fonte destinés à la conduite des eaux ou du gaz d'éclairage éprouvent, par les vicissitudes de température des saisons, de tels changements de longueur, que si on ne les avait pas prévus dans leur construction, ils en occasionneraient infailliblement la rupture; car c'est avec une force énorme que les corps solides tendent à se dilater ou à se contracter par les élévations ou les abaissements de température. Pour prévenir d'aussi fâcheux accidents, les cylindres s'emboîtent à frottement de manière à laisser le jeu nécessaire pour que les variations de température n'aient d'autre effet que de faire entrer plus ou moins les tuyaux les uns dans les autres. Des causes de même nature font continuellement changer, dans les horloges à pendule, la longueur de la tige qui suspend la lentille, et la régularité des mouvements s'en trouve altérée de telle façon que l'horloge avance quand la température s'abaisse, et retarde dans le cas contraire.

Pour obvier à ces irrégularités, à la vérité fort peu importantes dans nos besoins journaliers, mais qui le sont beaucoup dans les observations astronomiques, il suffit de disposer l'appareil de manière que, malgré les variations de température, le centre de gravité de la lentille reste à une distance constante de l'axe de rotation, attendu que, la lentille ayant toujours un très-grand poids relativement à la tige de suspension, le centre d'oscillation est très-près du centre de gravité et, par conséquent, qu'il doit éprouver peu de déplacement quand le centre de gravité reste à une hauteur constante. On emploie pour cela différents moyens; nous allons décrire les principaux.

548. *Pendules compensateurs.* Le pendule compensateur le plus simple consiste (fig. 347) en une tige de verre MN, à l'extrémité de laquelle se trouve un cylindre de verre fermé et presque plein de mercure, qui sert de lentille. Lorsque la tige du pendule s'allonge par l'accroissement de la température, le mercure se dilate et monte dans le cylindre; le premier effet abaisse le centre de gravité, le second l'élève, et comme le mercure se dilate plus que le verre, on peut toujours donner au cylindre de mercure une hauteur telle que ces deux effets se compensent exactement. Cette disposition a été proposée par Graham, célèbre horloger anglais.

Désignons par l la distance du point de suspension au milieu de l'axe du cylindre de mercure, par h la hauteur de ce cylindre, par δ la dilatation apparente du mercure dans le verre, par k la dilatation linéaire du verre : il est

évident que le centre de gravité de la masse du mercure sera maintenu à une distance invariable du point de suspension, si on a

$$lk = \frac{h}{2}\delta.$$

549. En 1738, Julien Leroi proposa le système de compensateur représenté par la fig. 348. Le support horizontal fixe CC porte un tuyau de laiton AB, au sommet duquel est fixée l'extrémité d'une verge de fer AEG; cette tige est interrompue par un petit cadre formé de deux lames d'acier très-flexibles, fixées à deux traverses plus solides; les deux lames passent à travers une fente très-étroite E du support CC, de sorte que la longueur réelle du pendule est la distance GE. On conçoit que l'on peut calculer la longueur du cylindre AB de manière que sa dilatation compense celle de la tige AG. Cette disposition, qui augmente inutilement le volume des horloges, a été abandonnée.

Soit F la longueur totale de la tringle de fer du point A au point G, L la longueur du cylindre de laiton, k la dilatation du fer, et k' celle du laiton. Pour que la compensation existe il faut qu'on ait $Fk = Lk'$;

d'où $$L = \frac{kF}{k'}\text{; et comme } \frac{k}{k'} = \frac{3}{5}\text{, on a } L = \frac{3}{5}F.$$

550. Les compensateurs les plus usités ont la forme indiquée par la fig. 349. La verge FG de la lentille est suspendue à un châssis en cuivre *feef*, qui repose par sa partie inférieure sur un autre châssis en fer *cddc*; ce dernier est fixé à la partie supérieure d'un autre châssis en cuivre *abba*, qui lui-même est posé sur la traverse inférieure d'un grand cadre en fer ABCD. Il résulte de là que tous les cadres en fer tendent à faire descendre la lentille, tandis que tous ceux qui sont en cuivre tendent à la remonter. Ainsi, en appelant A la dilatation des tiges OE et FG, C la somme des dilatations des tringles verticales de chaque châssis de cuivre, et F la même somme pour les châssis de fer, la descente de la lentille sera $A + F - C$. Comme le cuivre se dilate plus que le fer, on peut toujours déterminer les longueurs relatives des tiges de fer et de cuivre, de manière que la lentille reste à la même hauteur. On pourrait employer un plus petit nombre de châssis (fig. 350); mais alors il faudrait les construire avec des métaux dont la différence de dilatation fût plus grande que celle du fer et du cuivre.

Posons (fig. 350) $OE = f$, $FG = f'$, $cd = f''$, $ef = c$; soit L la distance OG;

k le coefficient de dilatation du métal des tiges f, f', f''; k' celui du métal de la tige c. Nous aurons $L = f + f' + f'' - c$, et $(f + f' + f'')k - ck' = 0$. Or, en substituant pour $f + f' + f''$ sa valeur $L + c$, il vient $(L + c)k = ck'$;

d'où $$c = \frac{Lk}{k' - k}.$$

Pour le cuivre et le fer, $k' = \frac{5k}{3}$, et par conséquent, $c = \frac{Lk}{5/3\,k - k} = \frac{3}{2}L$, ce qui est impossible avec la disposition adoptée.

Pour le fer et le zinc, on a $k' = 3k$, et par conséquent,

$$c = \frac{Lk}{3k - k} = \frac{L}{2}.$$

Ainsi il suffira que la tringle ef soit égale à la moitié de la longueur totale du pendule.

En employant quatre châssis, on trouverait de même

$$(f + f' + f'' + f''')k - (c + c')k' = 0;$$

d'où $$(L + c + c')k - (c + c')k' = 0, \text{ ou } c + c' = \frac{kL}{k' - k}.$$

Pour le fer et le cuivre, $c + c' = \frac{3}{2}L$.

551. M. Henri Robert, horloger de Paris, a proposé un nouveau pendule compensateur qu'il est bon de connaître. Il est composé (fig. 351) d'une tige creuse en platine AB, passant à travers une lentille MN en zinc qu'il soutient par sa partie inférieure; la grande différence de dilatation de ces deux métaux suffit pour établir la compensation, sans que la lentille ait de trop grandes dimensions. Pour que la compensation existe, il faut évidemment que la dilatation de la tige de platine soit égale à celle du rayon de la lentille et de son prolongement D. En 1812, Reid avait déjà exécuté un pendule compensateur analogue : il était formé d'une tige de fer ou de platine, et d'un tube de zinc enveloppant, fixé par sa partie inférieure à celle de la tige; la lentille reposait par son bord sur l'extrémité du tube.

Dans la première disposition, L étant la longueur de la tige de platine, R le rayon de la lentille, r la hauteur de son prolongement et la dilatation du zinc étant à celle du platine comme 294 : 85, on a

$$\frac{L}{R + r} = \frac{294}{85}.$$

552. On emploie aussi une autre espèce de compensateur

(fig. 352) : il consiste en deux tringles, l'une de fer AB, l'autre de cuivre CD, superposées et fixées par un grand nombre de boulons à vis; cet appareil est attaché d'une manière invariable à la tige du pendule. Lorsque la température baisse, le centre de gravité G du pendule remonte; mais la barre de cuivre CD, se contractant plus que la barre de fer AB, et cette dernière ne pouvant pas glisser sur la première, leur système se courbe vers le bas (fig. 353); et comme le centre de gravité du pendule est le centre de gravité de la masse totale de l'appareil, ce mouvement, qui fait descendre le centre de gravité des deux tringles, fait aussi descendre celui du pendule. Lorsque la température s'élève, les tringles se courbent en sens contraire (fig. 354), et le centre de gravité du pendule, qui était descendu par l'allongement de la tige, remonte par la courbure des tringles. On peut déterminer approximativement par le calcul les dimensions des tringles AB et CD, ainsi que leur position sur la tige, pour que la compensation soit exacte; et on corrige ensuite les petites erreurs que l'on peut commettre, au moyen des deux boules à vis *m* et *n*, que l'on peut approcher ou éloigner à volonté des extrémités des tringles.

Dans toutes les dispositions que nous avons indiquées, les tiges de suspension ayant des poids très-comparables à celui de la lentille, le centre d'oscillation ne dépend pas uniquement de la position du centre de gravité de la lentille, et il doit nécessairement changer de place, quoique le centre de gravité reste à une hauteur constante, car cette condition n'est remplie que par un changement de longueur ou de forme dans la suspension; mais dans les pendules bien construits ces variations sont très-faibles.

553. De tous les pendules compensateurs, celui qui est à la fois le plus simple et le plus économique, consiste en une lame de sapin parallèle aux fibres, bien homogène, sans nœuds, séchée au four, et vernie avec de l'huile siccative chaude; les variations de longueur qu'elle éprouve dans les limites des températures de l'atmosphère sont tout à fait insensibles.

554. Dans les montres, le régulateur du mouvement est un balancier AB (fig. 355), mû par un ressort en spirale, qui, en se resserrant et se débandant tour à tour, force le balancier à tourner alternativement sur lui-même en sens contraires; mais, si la température vient à changer, les dimensions du balancier et du ressort varieront, et par suite la durée des oscillations. Pour détruire cet effet, on fixe au balancier des lames compensatrices MN et M'N',

construites avec des lames de cuivre et de fer; les extrémités portent de petites masses N, N', que l'on peut rapprocher ou éloigner. Quand la température change, la courbure des lames compensatrices change aussi, et elles éloignent ou rapprochent les boules du centre de rotation : dans le premier cas, il faudra plus de force dans la spirale pour les faire tourner; dans le cas contraire, leur rotation exigera une force plus petite. On pourra donc disposer les lames de manière que les variations de ces forces soient égales et opposées à celles que la spirale éprouve par les changements de température.

555. *Force de dilatation ou de contraction des corps solides par l'action de la chaleur.* La force avec laquelle les corps tendent à augmenter de volume par l'accroissement de température est évidemment équivalente à celle qu'il faudrait employer pour les comprimer d'une quantité égale à la dilatation. Elle est extrêmement considérable : car de très-grandes pressions ne produisent sur les corps solides, et principalement sur les métaux, que des diminutions de volume à peine sensibles. Sa limite est représentée par l'effort qu'il faudrait faire en sens contraire de l'extension pour écraser le corps, et elle varie avec la forme du corps. La puissance avec laquelle les corps solides tendent à se contracter est également très-considérable, et équivalente à celle nécessaire pour les allonger de tout le retrait qu'ils tendent à prendre. Elle a pour limite l'effort qu'il faudrait faire pour briser le corps en le tirant dans le sens de la longueur; nous en avons donné la valeur pour les différents métaux [133], en disant qu'elle dépend seulement de la plus petite section du corps, perpendiculairement à la direction de la force. Molard, ancien directeur du Musée des Arts et Métiers, a fait de cette dernière force une très-heureuse application. Au Conservatoire des Arts et Métiers, deux murailles latérales d'une galerie s'étaient inclinées par le poids d'un plafond qu'elles soutenaient : pour les rapprocher, Molard imagina de les faire traverser par des barres de fer terminées en dehors par des vis recevant des écrous qui venaient s'appuyer sur de larges boucliers en fonte embrassant une assez grande étendue de la surface extérieure des murailles. En serrant les écrous on pouvait retenir les murailles, empêcher un plus fort écartement; mais il était impossible de les faire revenir : alors on chauffa la moitié des barres par des lampes que l'on suspendait au-dessous, de manière que les barres chaudes et froides alternassent. Les barres chaudes s'étant allongées, on put serrer de nouveau les écrous; on

laissa ensuite refroidir les barres : le retrait qu'elles éprouvèrent ramena les murailles d'une partie de leur écart, et, en réitérant cette opération, on parvint à faire disparaître toute l'inclinaison primitive.

Dilatation des liquides.

Les liquides, de même que les corps solides, se dilatent et se contractent par l'élévation ou l'abaissement de leur température : c'est sur ce phénomène que sont fondés plusieurs espèces de thermomètres.

556. Pour étudier les lois de la ditation des liquides, l'appareil le plus simple consiste (fig. 356) en un tube capillaire AB, terminé par une boule C d'un grand diamètre. Le tube, exactement calibré, doit être divisé en degrés dont la capacité soit connue relativement à celle de la boule. On remplit celle-ci du liquide dont on veut mesurer la dilatation, puis on porte l'instrument dans un bain dont on connaît la température : le liquide dilaté monte dans le tube, et le nombre de degrés dont il s'élève indique de quelle fraction de son volume primitif il s'est dilaté ; on obtient ainsi sa *dilatation apparente* dans le verre.

Avant de graduer l'instrument, on commence par s'assurer si le tube capillaire AB est exactement cylindrique ; pour cela on y introduit une colonne de mercure de quelques centimètres de longueur, et on la promène dans toute l'étendue du tube : il faut que dans toutes ses positions elle occupe exactement la même longueur. Lorsque cette condition est satisfaite, on divise le tube en parties d'égales longueurs, qui ont alors évidemment la même capacité. Mais si la bulle de mercure n'occupe pas le même intervalle dans toute l'étendue du tube, on peut être assuré qu'il n'est pas parfaitement cylindrique. Alors, pour le diviser en parties d'égale capacité, on emploie un procédé que nous expliquerons lorsque nous parlerons de la construction des thermomètres. La division en degrés égaux étant effectuée, on parvient facilement, par la méthode suivante, à déterminer le rapport de leur capacité à celle de la boule. On pèse le tube vide, on remplit la boule de mercure ainsi qu'une certaine partie de la tige, et on pèse de nouveau : la différence des poids donne évidemment celui du mercure. On ajoute alors une nouvelle quantité de mercure, de manière que le métal, à la même température, occupe un plus grand nombre de divisions du tube. On trouve comme précédemment le poids du métal, et, en retranchant de ce poids celui du métal que l'on avait mis d'abord, la différence

donne celui du mercure qui occupe, dans la dernière opération, les nouveaux degrés du tube qui ont été remplis. En divisant ce poids par le nombre de ces degrés, on obtient le poids du mercure renfermé dans un degré, et, en retranchant du poids du mercure introduit d'abord celui que contiennent les degrés qu'il occupait dans le tube, on aura le poids du mercure que renferme la boule; et enfin le quotient du poids du mercure contenu dans un degré par le poids du mercure que contient la boule sera le rapport du volume d'un degré à celui de la boule. Quant à la manière de remplir la boule et le tube du liquide dont on cherche la dilatation, elle est la même que celle que l'on emploie pour construire les thermomètres, et qui sera décrite plus loin.

Elle exige plusieurs précautions sans lesquelles les résultats que l'on obtiendrait seraient très-inexacts. 1° Il faut, par une ébullition suffisamment prolongée, purger le liquide de tout l'air qu'il peut contenir : car l'air, ne se dégageant pas de suite et se dilatant plus que le liquide, produirait de grandes anomalies dans la dilatation apparente du liquide. 2° Il faut fermer le tube à la lampe, afin d'éviter la perte de liquide par l'évaporation; et cette opération doit être exécutée quand le liquide dilaté remplit presque complétement le tube, pour éviter l'effet qui résulterait de la compression de l'air dans l'intérieur par l'élévation de la colonne liquide, si le tube avait été fermé à une basse température, compression qui augmenterait la capacité de la boule et dissimulerait une partie de la dilatation. Avec toutes ces précautions, on obtient la dilatation apparente du liquide dans le verre; pour en déduire la dilatation absolue, il faut y ajouter la dilatation de l'enveloppe.

En appelant V le nombre de degrés occupés par le liquide à 0°, V′ le nombre de degrés occupés par le même liquide à t°, δ la dilatation cubique du liquide pour t°, et k la dilatation cubique du vase pour 1°, le volume du vase à t° sera $V'(1+kt)$: ainsi on aura

$$V(1+\delta) = V'(1+kt)\,;\ \text{d'où}\ \delta = \frac{V'-V}{V} + \frac{V'kt}{V}.$$

On voit, d'après cette formule, que la dilatation absolue est sensiblement égale à la dilatation apparente, augmentée de la dilatation de la matière du vase : car le premier terme du second membre est précisément la dilatation apparente; et comme V′ : V diffère très-peu de l'unité, le second représente sensiblement la dilatation de la matière du vase. Ainsi on peut se borner à ajouter la dilatation du verre à la dilatation du liquide, mais la formule précédente est plus exacte.

On n'observe jamais que les dilatations correspondantes à un certain nombre de températures; mais on peut en déduire les dilatations apparentes ou vraies correspondantes à toutes les autres, par une construction géométrique très-simple. Prenons deux axes rectangulaires AX et AY (fig. 356 A), divisons la ligne AX en un grand nombre de parties égales qui représenteront les degrés du thermomètre, et élevons sur chaque point de division des droites parallèles à AY, dont les longueurs soient proportionnelles aux volumes apparents du liquide aux températures correspondantes : il est évident que, si nous joignons toutes les extrémités de ces lignes par une courbe, ses ordonnées donneront le volume apparent du liquide aux températures comprises entre celles des observations. Menons maintenant par le point A une ligne droite AZ, de manière que la distance *mn* d'un de ses points *m* à l'axe AX représente la dilatation du volume du vase à la température A*n* : il est évident que les distances des points de la courbe BC à la droite AZ, comptées sur les perpendiculaires à AX, représenteront les volumes réels du liquide à des températures correspondantes aux distances de ces perpendiculaires au point A. La partie de cette construction qui a pour objet la correction relative à la dilatation de l'enveloppe n'est qu'approchée, attendu que l'on ajoute à la dilatation apparente la dilatation du volume du vase occupé par le liquide à 0°, tandis qu'il faudrait réellement ajouter la dilatation du volume du vase occupé par le liquide à la température de l'observation, et, par conséquent, la ligne AZ devrait être convexe vers AX; mais l'erreur qu'on commet ainsi est trop petite pour ne pas être négligée.

La méthode indiquée [556] pour obtenir directement la dilatation apparente des liquides est sujette à plusieurs inconvénients :

1°. Pour avoir une dilatation très-sensible, on est obligé de prendre un tube à réservoir un peu considérable, et alors la masse liquide ne prend pas assez vite les températures marquées par le thermomètre à mercure placé à côté; de sorte que celui-ci est toujours en avance.

2°. Le liquide mouillant le tube, la colonne s'accroît quand elle monte, et diminue quand elle descend de la couche liquide adhérente aux parois intérieures du tube.

3°. Si le liquide est très-volatil, il donnera des vapeurs qui ne sont pas à négliger.

Pour échapper à ces causes d'erreur, M. Regnault emploie un tube thermométrique à très-petit réservoir et à tige capillaire qu'il

divise en degrés d'égale capacité : après avoir déterminé le rapport du volume d'un degré à celui du réservoir [556], il soude une olive au haut de la tige, comme l'indique la fig. 951, et remplit du liquide sur lequel il veut expérimenter le réservoir, la tige et une partie de l'olive; puis, faisant chauffer le liquide, pour le bien purger d'air, et, tenant l'instrument vertical, il y introduit une gouttelette de mercure : le liquide se refroidissant, le mercure s'engage dans la tige et descend dans le réservoir : comme 5 ou 6 degrés d'élévation ou d'abaissement de température suffisent pour que l'index de mercure parcoure toute la longueur de la tige, M. Regnault laisse l'instrument se refroidir jusqu'à 2 ou 3° au-dessous de t^0, si c'est à partir de t^0 qu'il veut observer la dilatation du liquide, et, quand il est arrivé à ce point, le met sens dessus dessous pour que la bulle de mercure entre dans la tige; le redressant après cela, il le place dans un bain à t^0, comme l'indique la fig. 952, à côté d'un thermomètre à mercure de mêmes dimensions : le liquide prenant la température t^0, l'index s'arrête à une division dont on prend note. A partir de ce moment, on élève de quelques degrés, par addition d'eau chaude ou autrement, la température du bain, et les deux thermomètres montent en même temps, mais celui à mercure un peu plus vite que l'autre, dont le retard, du reste, n'est que de quelques secondes : en prenant pour température commune la température maximum T^0 indiquée par le thermomètre à mercure, et notant à quelle division répond l'index dans l'autre thermomètre, on a tous les éléments nécessaires pour déterminer la dilatation cherchée de t^0 à T^0. On conçoit que par cette méthode on puisse faire cette détermination de telle température qu'on voudra à telle autre qui ne la surpasse que de 5 ou 6°, et contrôler les résultats obtenus en procédant par voie de refroidissement, c'est-à-dire en observant les contractions que subit le liquide quand sa température descend de T^0 à t^0. Il est clair aussi que si l'index montait jusque dans l'olive, il suffirait, pour le ramener dans la tige et même dans le réservoir, de faire refroidir l'instrument; que, pour obtenir la dilatation à partir d'une température nouvelle θ^0, différente de t^0 et T^0, on n'aurait qu'à le chauffer jusqu'à $\theta - 2$ ou $\theta - 3^0$, et le renverser alors pour engager l'index dans la tige, puis à porter le bain à θ^0 et $\theta + 5^0$.

Si ce procédé a l'avantage d'être d'une facile exécution, d'un autre côté il nécessite plusieurs corrections quand on veut arriver à la connaissance de la dilatation absolue du liquide expérimenté;

car il faut, dans chaque cas, rapporter le volume qui se dilate à ce qu'il serait à 0°, et le corriger de la dilatation du verre.

557. On pourrait encore mesurer la dilatation des liquides en déterminant le poids d'un même volume de liquide à différentes températures : car alors il serait facile d'en déduire le volume que devrait avoir le liquide pour que son poids ne fût point changé. Le poids d'un même volume de liquide à différentes températures peut s'obtenir en employant un vase cylindrique terminé par un orifice capillaire (fig. 358).

Si on pèse un vase plein d'un même liquide successivement à 0° et à t°, en désignant par P et P′ les poids du liquide, par V le volume du vase à 0°, par x le volume du liquide à 0° qui à t° remplirait le vase, on aura la proportion

$$P : P' :: V : x;$$

car le poids de ce volume de liquide est P′, et les volumes d'un même liquide à la même température sont proportionnels à leur poids. Ainsi, en appelant δ la dilatation cubique du liquide de 0° à t°, le volume du liquide à t° sera

$$\frac{VP'}{P}(1+\delta),$$

et le volume du vase sera $V(1+kt)$: on aura donc

$$\frac{VP'}{P}(1+\delta) = V(1+kt); \text{ d'où } \delta = \frac{P-P'}{P'} + \frac{Pkt}{P'}.$$

558. On pourrait aussi peser le vase plein du liquide à la plus basse température, le placer dans un bain à une température plus élevée, et recueillir le liquide qui s'échappe par l'orifice. Le volume de ce liquide est évidemment égal à la dilatation apparente, d'où l'on déduira facilement la dilatation absolue quand on connaîtra celle du vase.

En désignant par P le poids du liquide renfermé dans le tube à 0°, par p le poids du liquide écoulé à la température t, par k la dilatation de la substance du vase pour 1°, par δ celle du liquide pour t°, et par d la densité du liquide à 0°, on aura

$$\frac{P}{d}(1+\delta) = \frac{P}{d}(1+kt) + \frac{p}{d}(1+\delta); \text{ d'où } \delta = \frac{Pkt+p}{P-p}.$$

559. Pour déterminer la dilatation des liquides, on peut encore employer un autre principe, que Boyle indiqua le premier, et qui est beaucoup plus exact, attendu que les observations ne doivent éprouver aucune correction relative à l'enveloppe du liquide. Nous commencerons par en exposer le principe; ensuite nous décrirons

avec détail les dispositions particulières qui ont été employées par Dulong et Petit, dans la détermination de la dilatation absolue du mercure.

Soit ABCD (fig. 359) un tube deux fois recourbé et ouvert par ses deux extrémités. Nous avons vu qu'un même liquide devait s'y maintenir à des hauteurs parfaitement égales, et que, si les deux branches AB et CD renfermaient des liquides d'inégale densité, leurs hauteurs devaient être, dans l'état d'équilibre, en raison inverse des densités, et cela quels que soient les diamètres relatifs des deux branches verticales et les inégalités de chacune d'elles, pourvu que les tubes à la hauteur des niveaux ne soient point capillaires. Ainsi, en renfermant dans le tube un même liquide, et en maintenant les deux branches à des températures différentes, des hauteurs des deux colonnes on déduira facilement la dilatation.

En désignant par h et h' les hauteurs des deux colonnes liquides, à partir du centre de la section horizontale du tube, et par d et d' les densités, on a

$$h : h' :: d' : d;$$

mais comme les volumes sont en raison inverse des densités, on a

$$v' : v :: d : d' :: h' : h; \text{ d'où } v' = v\frac{h'}{h}.$$

En appelant k le coefficient moyen de dilatation entre les températures t et t', on a

$$v' = v(1+k[t'-t]); \text{ d'où } k = \frac{v'-v}{v(t'-t)} = \frac{h'-h}{h(t'-t)}.$$

Cela posé, voici l'appareil dont il est question. Le tube recourbé qui contient le mercure se compose de deux branches verticales AB et A′B′ (fig. 360), communiquant ensemble par un tube horizontal BB′, exactement dressé, d'un même diamètre dans toute son étendue, et très-capillaire; chacune des deux branches verticales est formée par l'assemblage de deux tubes d'un calibre différent. En donnant au tube inférieur un petit diamètre, on diminue beaucoup la masse totale du mercure, et on évite les courants qui s'établiraient entre les colonnes liquides à cause de la différence de température et de densité; en le terminant par un tube plus large, on se garantit des erreurs que pourrait occasionner l'inégalité de l'effet capillaire provenant de la différence des diamètres.

Le tube horizontal repose, dans toute sa longueur, sur une forte barre de fer MN, en forme de T; la face supérieure de la barre,

dressée avec soin, porte deux niveaux à bulle d'air, placés à angles droits, au moyen desquels on assure son horizontalité.

Près de chacun des tubes verticaux s'élève un montant de fer portant un anneau à clavette qui enveloppe le tube et le retient dans une position fixe; l'extrémité R sert de repère.

Pour maintenir la colonne AB à la température de 0°, ce tube était environné d'un cylindre de fer blanc mastiqué sur la barre, et que l'on remplissait de glace pilée jusqu'à la hauteur du mercure dans le tube. On avait ménagé dans ce cylindre une fenêtre F, qu'on ouvrait pour dégager un peu de glace, afin d'apercevoir le sommet de la colonne de mercure au moment de l'observation. Pour élever la température de l'autre branche A'B', on employait un cylindre de cuivre rouge, dont le fond pouvait s'enlever à volonté; il était terminé dans le haut par un rebord sur lequel s'appliquait le couvercle. Ce cylindre portait en outre, vers sa base, deux appendices opposés RR', SS', ayant tous deux la forme de demi-cylindres horizontaux, dans l'intérieur desquels passait la barre MN. Le fond était réuni au demi-cylindre à l'aide de vis d'acier serrées avec force; entre les deux surfaces de jonction se trouvait une lame de carton. Les appendices étant très-longs, on pouvait mastiquer l'appareil à leurs extrémités sans craindre que le mastic ne se fondît. La boîte de cuivre fut établie dans un fourneau, et ensuite remplie d'huile fixe. Il fallait que cette boîte fût toujours pleine d'huile, et que la colonne de mercure se terminât très-peu au-dessus du couvercle. On remplissait la dernière condition en ajoutant ou en ôtant du mercure à l'aide d'une pipette, peu d'instants avant l'observation; on satisfaisait à la première en remplissant le cylindre d'huile froide et laissant écouler, au moyen d'un tube latéral, l'huile qui se trouvait en excès par l'effet de la dilatation.

Pour mesurer la différence de niveau des deux colonnes de mercure, on s'est servi d'un instrument appelé *cathétomètre* (fig. 361), composé d'une règle épaisse de cuivre AB, le long de laquelle glisse à frottement doux une pièce de cuivre MNPRS; celle-ci porte à ses extrémités M et S deux collets dans lesquels tourne une lunette micrométrique OO', munie à son foyer d'un fil horizontal. A la lunette est suspendu un niveau à bulle d'air très-sensible. Cette pièce de cuivre MNPRS est susceptible de deux mouvements dans le sens de l'axe vertical : l'un très-rapide, en desserrant la vis latérale C; l'autre très-doux, produit par la vis de rappel D. Tout l'instrument tourne autour d'un axe vertical, qui repose sur un plan

triangulaire de cuivre épais, muni d'une vis à chacun de ses sommets. Pour mesurer les hauteurs des deux colonnes de mercure, on dirige le fil de la lunette sur le repère R ; ensuite on l'amène dans le plan de chacune des colonnes, et on la descend ou on la monte de la quantité nécessaire pour faire coïncider le fil de la lunette avec le niveau du mercure ; les variations de hauteurs se mesurent sur la tige verticale AB, à l'aide d'un vernier. On obtient ainsi la distance des niveaux du mercure au point de repère R. La distance du repère à la barre MN étant constante, puisque la tige qui le supporte reste toujours plongée dans la glace fondante, on la mesure une fois pour toutes à l'aide d'une règle divisée. Pour avoir les hauteurs totales, il fallait retrancher de la quantité obtenue ainsi le rayon du tube horizontal.

Pour obtenir la température du liquide qui environne le tube A'B', il faut nécessairement employer un thermomètre à réservoir cylindrique et d'une hauteur égale à celle du liquide : le thermomètre indique alors la température moyenne des différentes couches du liquide. Cette disposition a pourtant encore un inconvénient : c'est que, le mercure de la tige du thermomètre n'étant pas plongé dans le liquide, se trouve à une plus basse température que celui qui occupe le réservoir de l'instrument, et par conséquent le thermomètre indique une température inférieure à celle du liquide. On pourrait corriger cette erreur en environnant la tige d'un cylindre plein d'eau dont on connaîtrait la température t par un thermomètre qui y serait complétement plongé : car, si on désigne par n le nombre des divisions du thermomètre en dehors de l'huile, par T la température qu'il indique, il est évident que la température que marquerait le thermomètre s'il était complétement plongé dans le liquide serait $T+n(T-t) : 6480$, le nombre 6480 étant la dilatation apparente du mercure dans le verre. Mais comme il est difficile d'obtenir bien exactement la température du mercure dans la partie du thermomètre qui n'est pas plongée dans le liquide, Dulong et Petit ont employé une autre disposition : ils se sont servis d'un tube de verre d'un assez grand diamètre ab, qui était rempli de mercure à une température déterminée, et on recueillait le mercure qui s'échappait lorsque cet appareil était plongé dans l'huile. Le poids du liquide écoulé, comparé au poids du liquide primitivement contenu dans le tube, conduisait facilement à la détermination de la température du bain. En effet, en désignant par P le poids du mercure qui remplissait le tube à 0°, par p le poids

du mercure écoulé à la température inconnue t, la dilatation est $p : P—p$; et ce rapport serait 1/6480 pour 1°; par conséquent, le nombre de fois que $p : P—p$ renfermera 1/6480 sera la température cherchée; d'où l'on déduit facilement $t = 6480 \times p : P—p$.

La température se mesurait aussi par un thermomètre à air D'E' (fig. 360 et 362), dont le réservoir se terminait par un tube très-fin E'G'H', recourbé horizontalement hors du fourneau; ce tube se réunissait en H' à un tube vertical un peu plus large et bien calibré, qui plongeait dans un bain de mercure. On laissait ouverte l'extrémité K' du tube pendant l'échauffement du bain, et on plongeait cette extrémité dans la cuvette pleine de mercure sec à l'instant où l'on voulait mesurer la température : par le refroidissement de l'huile, le mercure remontait peu à peu dans le tube, et en mesurant la hauteur de cette colonne après le refroidissement, ainsi que celle du baromètre au commencement et à la fin, on en déduisait l'élasticité de l'air qui restait dans l'appareil, et ensuite, par un calcul très-simple, que nous exposerons plus loin, la température du thermomètre à air.

On a trouvé ainsi les résultats suivants :

Température déduite de la dilatation de l'air.	Dilatation moyenne du mercure.	Températures indiquées par la dilatation absolue du mercure, supposée uniforme et égale à celle qui a lieu de 0° à 000°.
0	0	0
100	1/5550	100
200	1/5425	204,61
300	1/5300	314,15

Les températures du thermomètre à air ont été obtenues en admettant que l'air pour chaque degré se dilate de 1/267 ou de 0,00375 de son volume à 0°. Les températures qui seraient indiquées par la dilatation du mercure supposée uniforme ont été obtenues de la manière suivante : par exemple, à 300° la dilatation totale du mercure est $300 \times 1/5300$, et le nombre de degrés qui résulterait de la supposition que la dilatation est seulement 1/5550 serait évidemment $300 \times \frac{5550}{5300} = 314,15$.

Les résultats que nous venons de rapporter ne peuvent plus être admis, parce que le coefficient de dilatation de l'air employé par Dulong et Petit est trop fort; nous verrons plus tard que sa valeur exacte est de 0,00366. En employant ce nouveau nombre, les températures indiquées par le thermomètre à air seraient 102,3;

204,6; 306,9, et les dilatations absolues du mercure seraient $\frac{1}{5677}$, $\frac{1}{5550}$, $\frac{1}{5423}$. (*A. de C. et de P.*, t. v.)

560. La dilatation du mercure obtenue au moyen de l'appareil que nous venons de décrire étant indépendante de la dilatation des corps solides, on peut se servir de cette dilatation pour déterminer celle des corps solides. Si le corps solide était de nature à être mis sous la forme d'un vase, on le disposerait comme l'indique la fig. 358, on le remplirait de mercure à 0°, et, en recueillant la quantité de liquide qui s'écoulerait à la température à laquelle le vase aurait été soumis, son volume serait la dilatation cubique du liquide augmentée de celle du vase : par conséquent, en retranchant la première, qui est connue, on aurait la dilatation cubique du vase, dont le tiers serait la dilatation linéaire. Cette méthode est très-avantageuse, parce que l'erreur de la dilatation cubique se trouve trois fois plus petite dans la dilatation linéaire qu'on en déduit. Elle présente cependant un inconvénient assez grave : il est difficile de s'assurer que les vases sont bien purgés d'air.

La dilatation apparente du mercure dans le vase étant représentée par δ, on aura évidemment

$$\delta t = \frac{p}{(P-p)}; \text{ d'où } \delta = \frac{p}{t(P-p)};$$

alors, en désignant par D la dilatation absolue du mercure, et par Δ celle de la substance du vase, on aura

$$\Delta = D - \delta.$$

Pour la dilatation apparente du mercure dans le verre, on a trouvé $\delta = 6480$; par conséquent on a

$$\Delta = \frac{1}{5550} - \frac{1}{6480} = \frac{1}{38600}.$$

Le coefficient de la dilatation apparente des liquides dans le verre varie beaucoup surtout pour les températures élevées, avec la composition de celui-ci, et même avec la manière dont il a été soufflé. Il est donc nécessaire, dans toutes les expériences de précision, de rechercher soi-même les dilatations apparentes dont on a besoin pour les verres que l'on emploie. Si Dulong et Petit ont trouvé $\frac{1}{6480}$ pour dilatation apparente du mercure dans plusieurs espèces de verre, c'est un effet du hasard.

561. Lorsqu'un corps solide ne peut pas être façonné en vase, on peut déterminer sa dilatation par la méthode suivante. On place une barre de ce corps dans un tube de verre terminé supérieurement par un tube capillaire, et fermé par le bas; on le remplit de mercure à 0°, on le fait chauffer à t°, et on recueille le mercure qui s'écoule. Son volume représente la dilatation du mercure renfermé dans le tube, plus celle de la barre, moins celle du verre; alors, connaissant la première et la seconde, on obtiendra facilement celle de la barre.

Soient P le poids de la barre, d sa densité; P′ le poids du mercure que renferme le tube, d' sa densité; Δ, δ et k la dilatation, pour 1°, de la barre, du mercure et du verre, et p le poids du mercure écoulé : on aura

$$\frac{p}{d'}(1+\delta t) = \frac{P'}{d'}\delta t + \frac{P}{d}\Delta t - \left(\frac{P'}{d'}+\frac{P}{d}\right)kt.$$

562. On a reconnu par l'observation que la dilation des liquides n'est pas uniforme, et que, dans les températures voisines de celles qui correspondent à leur changement d'état, à leur vaporisation ou à leur congélation, les dilatations ou les contractions des liquides éprouvent de grandes anomalies.

M. Biot a trouvé, en comparant un grand nombre d'observations faites par Deluc, que la dilatation apparente des liquides dans le verre pouvait être représentée par la formule $d = at + bt^2 + ct^3$, d étant la dilatation de 0° à t°, a, b, c, des coefficients constants pour un même liquide, et que l'on détermine pour chacun d'eux en faisant satisfaire l'équation à trois observations.

563. Pour faire voir combien la dilatation des liquides est loin d'être uniforme, nous rapporterons le tableau suivant, qui résulte des expériences de M. Gay-Lussac.

Tableau de la contraction de plusieurs liquides de 5 en 5 degrés centigrades, en représentant par 1000 leur volume, à la température de leur ébullition. L'ébullition de l'eau est à 100°, celle de l'alcool à 78°,41, celle du sulfure de carbone à 46°,00, et celle de l'éther à 35°,66.

TEMPÉRATURES au-dessous DU POINT D'ÉBULLITION.	EAU.	ALCOOL.	SULFURE DE CARBONE.	ÉTHER SULFURIQUE.
0°	0,00	0,00	0,00	0,00
5	3,34	5,55	6,14	8,15
10	6,61	11,43	12,01	16,17
15	10,50	17,51	17,98	24,16
20	13,15	24,34	23,80	31,83
25	16,06	29,15	29,65	39,14
30	18,85	34,74	35,06	46,42
35	21,52	40,28	40,48	52,06
40	24,10	45,68	45,77	58,77
45	26,50	50,85	51,08	65,48
50	28,56	56,02	56,28	72,01
55	30,60	61,01	61,14	78,38
60	32,42	65,96	66,21	»
65	34,02	70,74	»	»
70	35,47	75,48	»	»
75	36,76	80,11	»	»

On voit par cette table : 1° que l'eau se dilate beaucoup moins que l'alcool et le sulfure de carbone, et ces deux liquides beaucoup moins que l'éther ; 2° que l'alcool et le sulfure de carbone se dilatent également, du moins les petites différences qui se manifestent dans les 15 premiers degrés peuvent provenir de la difficulté de maintenir la température constante à ces degrés élevés. M. Gay-Lussac, frappé de ce résultat inattendu, a cherché s'il n'était pas lié à la densité des vapeurs ; et il est parvenu à ce résultat remarquable, que le sulfure de carbone et l'alcool, qui se dilatent également, produisent, à volumes égaux, des volumes égaux de vapeurs.

564. Comme la connaissance de la dilatation de l'eau et des liquides est nécessaire dans un grand nombre de recherches physiques, nous plaçons ici un tableau de la densité de l'eau à différentes températures, et un autre qui contient la dilatation des liquides le plus fréquemment en usage.

Densité et volume de l'eau de 0° à 30° centigrades, par Hallstrom.

TEMPÉRATURES.	EN PRENANT POUR UNITÉ LE VOLUME ET LA DENSITÉ DE L'EAU A 0°.		EN PRENANT POUR UNITÉ LA DENSITÉ ET LE VOLUME A 4°,1.	
	DENSITÉS.	VOLUMES.	DENSITÉS.	VOLUMES.
0°	1,0	1,0	0,9998918	1,0001082
1	1,0000466	0,9999536	0,9999382	1,0000617
2	1,0000799	0,9999202	0,9999717	1,0000281
3	1,0001004	0,9998996	0,9999920	1,0000078
4	1,00010817	0,9998918	0,9999995	1,0000002
4,1	1,00010824	0,99989177	1,0	1,0
5	1,0001032	0,9998968	0,9999950	1,0000050
6	1,0000856	0,9999144	0,9999772	1,0000226
7	1,0000355	0,9999445	0,9999472	1,0000527
8	0,0000129	0,9999872	0,9999044	1,0000954
9	0,9999579	1,0000421	0,9998497	1,0001501
10	0,9998906	1,0001004	0,9997825	1,0002200
11	0,9998112	1,0001888	0,9997030	1,0002970
12	0,9997196	1,0002804	0,9996117	1,0003888
13	0,9996160	1,0003841	0,9995080	1,0004924
14	0,9995005	1,0004997	0,9993922	1,0006081
15	0,9993731	1,0006273	0,9992647	1,0007357
16	0,9992340	1,0007666	0,9991260	1,0008747
17	0,9990832	1,0009176	0,9989752	1,0010259
18	0,9989207	1,0010805	0,9988125	1,0011888
19	0,9987468	1,0012548	0,9986387	1,0013631
20	0,9985615	1,0014406	0,9984534	1,0015490
21	0,9983648	1,0016379	0,9982570	1,0017560
22	0,9981569	1,0018465	0,9980489	1,0019549
23	0,9979379	1,0020664	0,9978300	1,0021746
24	0,9977077	1,0022976	0,9976000	1,0024058
25	0,9974666	1,0025398	0,9973587	1,0026483
26	0,9972146	1,0027932	0,9971070	1,0029016
27	0,9969518	1,0030575	0,9968439	1,0031662
28	0,9966783	1,0033328	0,9965704	1,0034414
29	0,9963941	1,0036189	0,9962864	1,0037274
30	0,9960993	1,0039160	0,9959917	1,0040245

M. Despretz a fait sur la dilatation de l'eau, et principalement pour en déterminer le maximum de densité, des travaux importants dont il sera question plus loin [663]. Nous ajouterons ici, d'après ses recherches, et comme complément de la table précédente, les densités de l'eau de 5 en 5°, depuis 30 jusqu'à 100°, en prenant pour unité la densité à + 4°.

Température.	Densité.	Température.	Densité.
35	0,994104	70	0,977947
40	0,992329	75	0,975018
45	0,990246	80	0,971959
50	0,988093	85	0,968757
55	0,985756	90	0,965567
60	0,983303	95	0,962232
65	0,980709	100	0,958634

Tableau de la dilatation de plusieurs liquides, le volume initial étant 1.

NOMS DES SUBSTANCES.	DILATATION DE 0° A 100°.	
Dilatation apparente dans le verre.		
Eau	1/22	0,0466
Acide hydrochlorique (P. S. 1,137)	1/27	0,0600
Acide nitrique (P. S. 1,40)	1/9	0,1100
Acide sulfurique (P. S. 1,85)	1/17	0,0600
Ether sulfurique	1/14	0,0700
Huile d'olive et de lin	1/12	0,0800
Essence de térébenthine	1/14	0,0700
Eau saturée de sel marin	1/20	0,0500
Alcool	1/9	0,1100
Mercure	1/64	0,0156

Dilatation des gaz.

565. Pour reconnaître le fait de la dilatation des gaz et en déterminer la quantité, on peut se servir d'un appareil semblable à celui que nous avons décrit à l'occasion des expériences analogues sur les liquides. On prend un tube AB (fig. 356), divisé en parties d'égales capacités, et terminé par une boule C, dont on connaît le volume par rapport à celui des degrés du tube; on remplit la boule et le tube de mercure qu'on y fait bouillir, afin de chasser toute humidité; cette précaution est indispensable, parce que, l'eau se réduisant en vapeur, sa force élastique s'ajouterait à celle du gaz renfermé dans le tube, et occasionnerait de très-grandes erreurs. Après une ébullition suffisamment prolongée du mercure, on adapte au tube (fig. 363) un cylindre de verre MN contenant des fragments d'une substance très-avide d'humidité, telle que du chlorure de cal-

cium, et rempli du gaz dont on veut mesurer la dilatation. Alors, au moyen d'un fil de platine qui passe dans le tube AB à travers le cylindre MN, et en agitant convenablement l'appareil, on fait tomber dans ce cylindre le mercure renfermé dans la boule et le tube, et le gaz s'y introduit complétement desséché. On laisse dans le tube AB une très-petite bulle de mercure, qui sert à séparer le gaz intérieur de l'air atmosphérique. On pourrait employer un fil de fer au lieu du fil de platine : car il suffit évidemment, pour que le mercure s'écoule, que le fil ne soit pas mouillé par le mercure; la lame d'air très-mince dont il reste couvert permet à l'air de monter et au mercure de descendre; mais le fer peut rayer le verre, et les raies faire casser le tube quand on le chauffe. Lorsque le tube est ainsi occupé par du gaz sec limité par l'index mobile, il ne s'agit plus que de porter l'appareil dans des bains à différentes températures, et d'observer la dilatation par les mouvements de la petite bulle de mercure. Pour cela, M. Gay-Lussac employait une caisse de fer-blanc MNPQ (fig. 364), remplie d'eau, dont on élevait à volonté la température par un foyer. Dans le couvercle se trouvent trois tubulures : les deux extrêmes E et F sont destinées à laisser dégager la vapeur qui se forme dans la caisse; celle du milieu reçoit un thermomètre dont le réservoir plonge dans le bain. Enfin, les bouts de la caisse portent aussi chacun une tubulure, par laquelle on introduit, dans une position horizontale, le tube à gaz, et un thermomètre qui, plongé dans la même couche liquide, indique, à chaque instant, la température à laquelle ils sont soumis. Les tubes entrent à frottement dans des bouchons troués, de manière que l'on puisse les retirer à volonté pour reconnaître la position de l'extrémité de la colonne de mercure dans le thermomètre et celle de l'index dans le tube renfermant le gaz. Pour déduire les dilatations réelles des gaz des dilatations apparentes observées au moyen de l'appareil que nous venons de décrire, il faut ajouter à cette dilatation apparente celle du verre; on emploie pour cela la formule que nous avons donnée à l'occasion de la dilatation des corps liquides. Il faut aussi observer avec soin la pression barométrique : car, si elle variait dans les différentes expériences, il faudrait réduire le volume du gaz à ce qu'il aurait été si la pression eût été constante; et pour cela on se servirait de la loi de Mariotte, savoir, que les volumes des gaz sont en raison inverse des forces comprimantes. La pression barométrique est la seule qui s'exerce sur le gaz renfermé dans la boule : car, le tube étant horizontal, l'index de mercure ne pèse que sur sa paroi;

mais, si le tube était vertical, il est évident qu'il faudrait ajouter la longueur de l'index à la hauteur barométrique ou l'en soustraire, suivant que l'ouverture du tube serait placée en haut ou en bas.

En désignant par v le volume du gaz à 0°, sous la pression h; par v' le volume à t^0, sous la pression h'; le volume v', corrigé de la variation de pression et de la dilatation du verre, est évidemment

$$v'(1+kt)\frac{h'}{h}\text{ ; et la dilatation est } v'(1+kt)\frac{h'}{h}-v.$$

Si l'on divise cette dilatation par v, on obtient celle qui correspond à l'unité de volume. M. Gay-Lussac a trouvé ainsi 3/8 pour la dilatation de 0° à 100°.

566. M. Gay-Lussac reconnut, par le mode d'expérience que nous venons de décrire, que tous les gaz se dilatent uniformément de 0° à 100°, c'est-à-dire d'une même quantité pour un même accroissement de température, et que, pour tous, la dilatation correspondante à 1° du thermomètre centigrade est de 0,00375 ou $\frac{1}{267}$ de leur volume à zéro; de sorte que, si on représente par 1 le volume d'un gaz quelconque à zéro, à 100° le volume sera $1+100\times0,00375$, ou 1,375; et si on représente le volume d'un gaz à 0° par 267, à des températures croissantes successivement de 1°, son volume sera 268, 269, etc. Ce même physicien, en opérant sur des gaz chargés de différentes vapeurs, fut conduit à admettre que les vapeurs se dilatent comme les gaz.

Nous donnerons ici quelques applications des lois que nous venons d'énoncer.

En désignant par V le volume d'un gaz à 0°; par V' son volume à t', et par a le coefficient de dilation, on a

$$V' = V(1+at).$$

Si on connaissait le volume V' d'un gaz à t^0, son volume V'' à t''^0 s'obtiendrait facilement; car V représentant le volume à 0°, on aurait

$$V' = V(1+at'),\text{ et } V'' = V(1+at'');$$

d'où
$$V'' = V\left(\frac{1+at''}{1+at'}\right);$$

et en négligeant le carré de a [546]

$$V'' = V'[1+(t''-t')a].$$

Il est important de remarquer que la loi de la dilatation des gaz serait égale-

ment vraie en partant d'une température quelconque t; seulement le coefficient changerait. En effet, en désignant par V et V′ les volumes d'une même masse de gaz aux températures t et t', on a

$$V' = V.\frac{1+at'}{1+at};$$

et si l'on fait $t' = t + T$, il vient

$$V' = V\frac{1+at+aT}{1+at} = V\left(1+\frac{aT}{1+at}\right);$$

et comme t est constant, si nous posons $\frac{a}{1+at} = A$, il viendra

$$V' = V(1+AT).$$

Le nouveau coefficient A de dilatation $a : (1+at)$ diminue quand t augmente, et augmente quand t est négatif.

Dans toutes les échelles autres que celle du thermomètre centigrade, le coefficient de dilatation serait différent. Dans celle de Réaumur, qui renferme seulement 80° entre les mêmes limites, il est évident que le coefficient de dilatation serait $a\,100 : 80$. Pour le thermomètre de Fahrenheit, généralement employé en Angleterre et en Allemagne, la température de la glace fondante correspond à 32°, et celle de l'ébullition à 212°. Il faut alors estimer la dilatation en fonction du volume du gaz correspondant au zéro de Fahrenheit, et multiplier ce nouveau coefficient par le rapport de la grandeur des degrés Fahrenheit aux degrés centigrades. Or, de la glace fondante à l'ébullition de l'eau, l'échelle de Fahrenheit contient $212 - 32 = 180°$; par conséquent, les degrés de cette échelle ne sont que les 5/9 des degrés centigrades; alors le zéro de Fahrenheit correspond à $-32 \times 5/9 = -17{,}7$, et le coefficient de dilatation pour l'échelle Fahrenheit sera

$$a\frac{1}{1-17{,}7\times a}\times\frac{5}{9}.$$

Si le volume V d'un gaz à la température t et sous la pression p était connu, et si l'on demandait le volume V′ du gaz à la température t' et sous la pression p' les volumes étant en raison inverse des pressions à la même température, on aurait évidemment

$$V' = V.\frac{p}{p'}.\frac{1+at'}{1+at}.$$

Si l'on donnait la densité d d'un gaz à la température t et sous la pression p, la densité du gaz à $t°$, et sous la pression p' serait donnée par l'équation

$$d' = d.\frac{p'}{p}.\frac{1+at}{1+at'},$$

puisque les densités sont proportionnelles aux pressions et en raison inverse des volumes.

567. Les lois de la dilatation des gaz furent découvertes presque en même temps par M. Gay-Lussac, et par Dalton, habile physicien de Manchester. Charles avait depuis longtemps constaté l'égalité de dilatation des gaz; mais il n'avait point fait d'expériences sur les gaz solubles, ni mesuré le coefficient de dilatation. Dalton avait trouvé 0,372 pour la dilatation absolue de 0° à 100°, et il prétendait que la dilatation pour chaque degré était 1/267 du volume du gaz à la température inférieure : par exemple, que de 20° à 21° la dilatation était 1/267 du volume du gaz à 20°, tandis que, d'après M. Gay-Lussac, la dilatation est 1/267 du volume à 0°. Ainsi, suivant Dalton, la dilatation formait une progression géométrique, et, suivant M. Gay-Lussac, une progression arithmétique. Les expériences faites depuis par Petit et Dulong ont démontré l'exactitude de la loi de M. Gay-Lussac. Plus tard Humphry Davy avança que le coefficient de dilatation des gaz est le même pour toutes les pressions, c'est-à-dire que si les gaz étaient soumis à une pression beaucoup plus grande ou beaucoup plus petite que celle de l'atmosphère, mais toujours la même pendant toute la dilatation, ils se dilateraient encore tous également, et des 0,00375 de leur volume à zéro pour chaque degré du thermomètre centigrade.

568. Petit et Dulong, à l'occasion de leur travail sur les lois du refroidissement que nous avons déjà cité, constatèrent par de nouvelles observations que l'égalité de dilatation de tous les gaz, reconnue par M. Gay-Lussac, dans les températures comprises entre 0° et 100°, existe pour l'air et l'hydrogène jusqu'à 36° au-dessous de 0°, et s'étend au-dessus à 360°, point d'ébullition du mercure. Un pareil résultat obtenu pour deux gaz aussi différents portait à présumer qu'il est applicable à tous. Mais, d'après les mêmes physiciens, l'uniformité de dilatation pour un même gaz, qui se vérifie depuis — 36° jusqu'à 100°, n'existe plus au delà de 100°. A partir de ce terme les dilatations deviennent décroissantes pour de mêmes accroissements de température, comptés sur le thermomètre à mercure. La loi serait vraie pour toutes les températures, si on les mesurait sur le thermomètre à air; mais alors cette loi serait seulement la définition de la mesure de la température.

L'appareil dont se sont servi Dulong et Petit pour rechercher les lois de la dilatation des gaz à de hautes températures se compose d'une cuve rectangulaire ABCD (fig. 365) en cuivre rouge, de 7 décimètres de longueur, d'un décimètre de largeur et d'un décimètre de profondeur, ayant sur l'une de ses faces latérales deux

douilles, dont l'une sert à introduire, dans une position horizontale, un thermomètre à mercure, et l'autre un tube MM' placé parallèlement au même niveau que le thermomètre, et rempli d'air parfaitement, desséché. La cuve, posée sur un fourneau construit de manière qu'il puisse la chauffer également de toutes parts, contient de l'huile de lin qui, comme on sait, supporte une température de plus de 300° sans bouillir. Le tube à air se termine, du côté de la douille, par un tube court et d'un diamètre très-petit, qui sort en partie de la cuve, de manière que le volume de gaz renfermé dans la portion extérieure de ce tube, et qui ne participe pas à l'échauffement du reste, est tout à fait négligeable. La cuve est fermée par un couvercle percé de plusieurs ouvertures, les unes traversées par des thermomètres qui descendent à différentes profondeurs dans la masse liquide, les autres par les tiges des agitateurs destinés à mêler les différentes couches du liquide, et à y établir l'uniformité de température.

On échauffait d'abord l'huile jusqu'à une température peu inférieure à celle que l'on voulait atteindre, et l'on fermait ensuite les ouvertures du fourneau. L'équilibre de chaleur tendant à s'établir dans toute la masse échauffée, la température du bain s'élevait encore de quelques degrés, et parvenait bientôt à son maximum, où elle restait quelque temps stationnaire, ce qui permettait de la mesurer avec précision. Elle était alors indiquée par le thermomètre horizontal, qu'on avait soin d'enfoncer dans l'huile jusqu'à ce que toute la masse de mercure y fût plongée : au même instant on notait la hauteur du baromètre, et l'on fermait au chalumeau la pointe effilée du tube à air qui était ensuite retiré et porté dans une chambre séparée. On le plaçait verticalement dans un bain de mercure, et après en avoir cassé la pointe, afin que le mercure pût y monter, on le laissait dans cette position jusqu'à ce qu'il fût complétement refroidi. Alors on mesurait, à l'aide d'une échelle verticale armée d'un vernier, la hauteur de la colonne de mercure soulevée dans le tube, et observant en même temps la hauteur barométrique, la différence faisait connaître la force élastique de l'air froid ; on retirait le tube de manière à ne point laisser échapper de mercure, pour le peser d'abord dans cet état, puis successivement vide et entièrement plein de mercure. On obtenait ainsi le volume de l'air chaud qui remplissait le tube, et celui du même poids d'air froid ; ces volumes étaient ramenés à la même pression, et, au moyen de la dilatation connue du verre, on en déduisait facilement la dilatation absolue du gaz soumis à l'expérience.

Désignons par H la hauteur du baromètre à l'instant où l'on a fermé le tube, par T la température indiquée par le thermomètre à mercure, par p le poids du mercure qui s'élève dans le tube refroidi, par h la pression à laquelle l'air est soumis, par P le poids de mercure qui remplit le tube à la température t, par d la densité du mercure à cette température, enfin par a' le coefficient de la dilatation de l'air de 0° à T°, et par k celui du verre. Le volume V′ de l'air renfermé dans le tube à T°, sous la pression H, est $P(1 + k[T - t]) : d$; et le volume V du même poids d'air à t°, et sous la pression H, est $(P - p)h : Hd$. On a alors [566]

$$V' = V\left(\frac{1 + a'T}{1 + at}\right);$$

d'où l'on déduira la valeur de a'.

569. Les mêmes physiciens ont employé une autre disposition, qu'il est bon de connaître, parce qu'étant fondée sur la loi de Mariotte, l'identité des résultats obtenus ainsi avec ceux de la première méthode démontre que cette loi est indépendante de la température. Le tube à air Aa se termine par un tube capillaire vertical ab (fig. 365) d'environ 50 centimètres, et l'opération se conduit comme précédemment; mais quand la température du bain est arrivée à la limite, on porte sous l'extrémité verticale du tube une petite capsule pleine de mercure bien sec; en laissant refroidir le tube en place, le mercure s'élève successivement dans le tube. Quand l'équilibre de température est établi, la force élastique de l'air froid est égale à la pression de l'atmosphère, diminuée de la hauteur de la colonne soulevée; celle de l'air chaud était égale à la hauteur du baromètre à l'instant où la température était stationnaire : on peut alors, à l'aide de la loi de Mariotte, calculer le volume de l'air froid sous la même pression que l'air chaud, et par suite la dilatation de l'air.

En désignant par V le volume du tube Aa à t°, par H la pression barométrique, par h la hauteur à laquelle le mercure s'élève dans le tube refroidi, par T la température à laquelle l'orifice inférieur du tube a été fermé par le mercure, par t la température après le refroidissement, par Δ et δ la densité du gaz à ces deux températures et sous la pression H, par v le volume du tube ab, par l sa longueur, et par k le coefficient de dilatation du verre, le poids du gaz à T°, sous la pression H, est

$$V(1 + k[T - t])\Delta + v\delta;$$

à t°, sous la pression $H - h$, il est

$$\left(V + v\frac{l - h}{l}\right)\frac{H - h}{H}\delta;$$

or, comme ces poids sont égaux, et que

$$\frac{\Delta}{\delta} = \frac{1 + at}{1 + a'T},$$

a et a' étant les coefficients de dilatation de l'air de 0° à 100°, et de 0° à T°, il vient

$$V(1 + k[T - t])(1 + at) + v(1 + a'T)$$
$$= \left(V + v\frac{l - h}{l}\right)\frac{H - h}{H}(1 + a'T) \ldots. \text{ (A)}.$$

Si on comptait les températures à partir de t°, et si on négligeait le volume v du tube, on aurait

$$1 + kT = \frac{H - h}{H}(1 + a'T).$$

En calculant ainsi la valeur de a', on trouve les mêmes résultats que par la méthode précédente : or, comme cette dernière est fondée sur la loi de Mariotte, il s'ensuit que cette loi est exacte pour les hautes températures auxquelles les expériences ont été faites.

570. *Corrections à faire aux densités des corps solides et à celles des liquides, obtenues par les méthodes indiquées* [104, 110, 160, 163]. La nécessité de ces corrections resulte, comme nous l'avons dit, de ce que les pesées sont faites dans l'air au lieu de l'être dans le vide, et de ce que les corps et l'eau sur lesquels on opère sont à une température t°, tandis que les corps devraient être à 0° et l'eau à 4°. La correction relative à la présence de l'air consiste, dans tous les cas, à ajouter au poids du corps et à celui du volume d'eau qu'il déplace, le poids d'un égal volume d'air, ce dernier étant évalué en ayant égard à la température et à la pression atmosphérique qui régnaient au moment des pesées, et en prenant pour le volume du corps en centimètres cubes le nombre qui exprime en grammes le poids de l'eau déplacée. En effet, il est aisé de voir que dans toutes les expériences, sans exception, les deux poids dont le rapport donne la densité sont trop faibles de la quantité indiquée, et il est évident que, la correction dont il s'agit étant très-petite, une légère erreur sur l'estimation du volume est tout à fait sans influence : on peut donc prendre pour le volume du corps le nombre qui exprime le poids de l'eau déplacée; mais comme les formules qui donnent exactement la perte de poids due à la présence de l'air [113] sont très-simples, il vaudra mieux les employer. Dans tous les cas, la densité δ de l'air, dans les circonstances de l'expérience, sera exprimée par la formule

$$\delta = \frac{1}{770} \cdot \frac{h}{0^m,76} \cdot \frac{1}{1 + at},$$

h représentant la hauteur du baromètre, et a le coefficient de dilatation de l'air.

Quant à la correction relative à la température, il faut distinguer deux cas : celui où l'on veut obtenir la densité du corps à la température de l'observation, et celui où l'on veut obtenir la densité absolue du corps.

Dans le premier cas, soit D la densité corrigée de l'erreur due à la présence de l'air, d la densité de l'eau à la température t de l'observation, et D′ la densité relative à l'eau à 4°, on aura évidemment $D : D' :: 1 : d$; d'où $D' = Dd$.

Dans le second cas, en désignant par k le coefficient de la dilatation du corps, il est évident que sa densité à 0° sera plus grande que sa densité à t^0 dans le rapport de $(1+kt)$ à 1, et, par conséquent, sa densité à 0° sera $Dd(1+kt)$. S'il s'agissait d'un liquide, comme k n'est pas constant, il faudrait remplacer kt par la dilatation du liquide de 0 à t^0.

Il est important de remarquer que, dans toutes les formules [113] qui donnent la densité des corps solides, même avec la correction due à l'air, la perte de poids des poids échantillonnés par leur immersion dans l'air est sans aucune influence, pourvu que les deux pesées soient faites dans les mêmes circonstances : car tous les termes du numérateur et du dénominateur de l'expression de la densité renferment des poids, et comme chacun d'eux éprouve une perte proportionnelle à sa valeur, quand ils sont tous du même métal, il s'ensuit que tous les termes, pour être ramenés à leur valeur exacte, devraient être multipliés par le même nombre fractionnaire, qui disparaîtrait comme facteur commun.

571. *Détermination du volume d'un vase.* Soient P et p les poids du vase plein d'eau et plein d'air à la température t et sous la pression h, δ la densité de l'air, et d celle de l'eau dans les mêmes circonstances : le poids réel de l'eau renfermée dans le vase, tel qu'il aurait été si l'eau avait été à 4°, c'est-à-dire son volume, l'unité étant le volume d'eau correspondant à l'unité de poids, sera évidemment

$$\text{à } t^0,\ (P-p)(1+\delta)\frac{1}{d};\ \text{à } 0^0,\ (P-p)(1+\delta)\frac{1}{d}\cdot\frac{1}{1+kt};\ \text{et à } t'^0,\ (P-p)(1+\delta)\frac{1}{d}\cdot\frac{1+kt'}{1+kt}.$$

572. *Corrections relatives à la détermination de la densité des gaz, faites par la méthode indiquée* [321]. Dans la détermination de la densité des gaz, nous avons supposé que la température et la pression restaient les mêmes pendant les opérations, ce qui ne peut pas se réaliser. Nous allons donc admettre que ces circonstances sont variables, et déterminer l'influence de ces variations. On peut d'abord négliger les changements de volume du vase, non-seulement dans les deux pesées consécutives du ballon vide, et plein de gaz ou d'air, mais dans toutes les quatre, parce que la dilatation du verre est extrêmement petite relativement à celle des gaz. On peut aussi, dans chaque double pesée, négliger la différence de perte de poids du ballon dans l'air, parce que, si ces opérations se font promptement, il ne pourra y avoir dans l'air que des variations insensibles de pressions, de température et d'état hygrométrique. Les corrections, ainsi réduites, ne portent alors que sur la pression et la température de chaque double pesée, et sur la force élastique de l'air ou du gaz qui reste dans le ballon après qu'on y a fait le vide. Si l'on voulait avoir égard à toutes les corrections que nous avons regardées comme négligeables, en opérant convenablement, on serait conduit à des calculs qui ne présenteraient aucune difficulté, mais qui seraient très-longs et tout à fait sans utilité.

Occupons-nous d'abord du cas où les gaz n'attaquent point les garnitures métalliques du ballon.

Soient h la pression du gaz qui reste dans le ballon quand on y a fait le vide autant que peuvent le permettre les machines qu'on emploie ordinairement pour cet objet, H la pression barométrique au moment où l'on pèse le ballon, P le poids du ballon plein de gaz, p le poids du ballon vide, P′ le poids du ballon plein d'air, p' le poids du ballon vide, H′ la pression atmosphérique, h' la force élastique de l'air qui reste dans le ballon, t la température à laquelle les deux premières pesés ont été faites, et t' celle qui correspond aux deux dernières.

$P - p$ et $P' - p'$ représentent les poids de volumes égaux de gaz et d'air : car, si chacune des deux pesées a été faite assez promptement, on peut considérer les pertes dues à l'air déplacé comme étant égales.

En désignant par X et Y les poids de ces volumes égaux de gaz et d'air à 0°, et sous la pression $0^m,76$, on aura

$$X = (P - p)\frac{0^m,76}{H - h}(1 + at),$$

$$Y = (P' - p')\frac{0^m,76}{H' - h'}(1 + at');$$

d'où

$$\frac{X}{Y} = \frac{P - p}{P' - p'} \cdot \frac{H' - h'}{H - h} \cdot \frac{1 + at}{1 + at'}.$$

Quant à la densité des gaz qui attaquent les métaux, tout se réduit, comme nous l'avons vu, à connaître le volume du vase et le poids de l'unité de volume d'air sec dans les circonstances de l'observation. Le volume du vase s'obtiendra par la méthode indiquée [571], et le poids de l'unité de volume d'air sec de la manière suivante : Soient P le poids d'un ballon plein d'air sec à la température t et à la pression H, p son poids lorsqu'on y a fait le vide jusqu'à la pression h : le poids de l'air renfermé dans le ballon sera $P - p$, et en désignant par v le volume du ballon à la température t, le poids de l'unité de volume sous la pression de $0^m,76$ et à la température de 0°, sera

$$(P - p)\frac{0^m,76}{H - h} \cdot (1 + at) \cdot \frac{1}{v}.$$

On a trouvé ainsi qu'un litre d'air sec à 0°, et sous la pression de $0^m,76$, pèse $1^g,29$; sa densité, par rapport à l'eau, est alors

$$\frac{1,3}{1000}, \text{ ou } \frac{1}{770}, \text{ ou } 0,0013.$$

573. *Détermination du poids d'un corps dans le vide.* Supposons d'abord que les poids aient été échantillonnés de manière à peser dans le vide le poids qu'ils indiquent. Soient p le poids d'un corps à la température t et sous la pression h ; D, D′ et δ les densités du corps, de la matière des poids et de l'air : les volumes du corps et des poids seront $P : D$ et $P' : D'$. Si les poids marqués ne perdaient rien par leur immersion dans l'air : le poids du corps dans le vide

serait $P\left(1+\frac{\delta}{D}\right)$. Mais les poids sont trop faibles dans le rapport de 1 à $1+\frac{\delta}{D'}$; par conséquent, le poids du corps dans le vide sera

$$P\left(1+\frac{\delta}{D}\right):\left(1+\frac{\delta}{D'}\right).$$

Supposons, par exemple, que l'on veuille faire un kilogramme en cuivre jaune, en le comparant au kilogramme étalon en platine déposé aux Archives, et qui pèse exactement un kilogramme dans le vide; et admettons que la température soit de 15° et la hauteur du baromètre de $0^m,76$, on a dans ce cas $D'=19,3$, $D=7,5$ et $\delta=1:854$. Ainsi le poids de la masse de cuivre dans le vide sera 1,000089 kilogr., ou 1000,089 gr.; elle excèdera donc le kilogramme de 89 milligrammes, ce qui est beaucoup trop pour être négligé quand il s'agit de faire un poids étalon. Le poids en cuivre devra évidemment peser dans l'air 1 kilogr. — 89 milligr., pour peser 1 kilogr. dans le vide, et pour se comporter dans toutes les circonstances, en faisant la réduction au vide, comme s'il était en platine, et s'il avait le même poids que l'étalon des Archives.

Si on voulait déterminer le poids dans le vide d'un corps avec des poids étalons en cuivre qui ont été échantillonnés à une certaine pression et à une certaine température avec l'étalon légal, mais non corrigés de l'erreur provenant de l'air, en désignant par δ et δ' les densités de l'air dans la première et la dernière circonstance, il est évident que les poids représentaient leur valeur nominale multipliée par

$$\left(1+\frac{\delta}{D}\right):\left(1+\frac{\delta}{D'}\right),$$

et que ces poids ont changé ensuite dans le rapport de $1+\frac{\delta}{D'}$ à $1+\frac{\delta'}{D'}$; par conséquent leur valeur réelle est égale à leur valeur nominale multipliée par

$$\left(1+\frac{\delta'}{D'}\right):\left(1+\frac{\delta}{D'}\right).$$

Ainsi, en désignant par D'' la densité du corps, son poids dans le vide sera

$$P\left(1+\frac{\delta'}{D''}\right)\left(1+\frac{\delta'}{D'}\right):\left(1+\frac{\delta}{D'}\right).$$

574. *Nouvelles recherches sur la dilatation des gaz.* Tel était, vers 1835, l'état des connaissances acquises sur la dilatation des gaz, lorsque Rudberg, physicien distingué de l'université d'Upsal, occupé de recherches relatives aux points de fusion de quelques alliages, ne pouvant concilier les indications de deux thermomètres, l'un à mercure, l'autre à air, fut amené à douter de l'exactitude du coefficient de dilatation des gaz donné par

M. Gay-Lussac, et généralement adopté. Il entreprit alors des expériences pour déterminer lui-même ce coefficient, répéta celles de M. Gay-Lussac, en inventa de nouvelles, et la conclusion de ses nombreux travaux fut que l'air bien sec se dilate depuis 0° jusqu'à 100°, non des 0,375, mais des 0,364 ou 0,365 de son volume à 0°. M. Regnault, en étudiant les détails des opérations de Rudberg, y reconnut des causes d'inexactitude dont il n'avait pas été tenu compte; l'importance d'un sujet qui touche à tant de questions de physique générale, et entre dans tant de calculs, le décida à entreprendre de nouvelles recherches. Nous ne parlerons que de son travail, parce qu'il est beaucoup plus complet que celui de Rudberg; nous ne pouvons même en donner qu'une analyse partielle fort incomplète, parce qu'il serait impossible, dans un livre élémentaire, d'entrer dans tous les détails des précautions minutieuses qui ont été prises pour atteindre l'exactitude cherchée. Cependant, ce que nous dirons pourra donner une idée juste du travail de M. Regnault et en faire comprendre toute l'importance. Son mémoire (*A. C. et P.*, t. IV) renferme cinq séries d'expériences faites avec des dispositions différentes : nous nous contenterons d'en décrire deux.

575. Dans la seconde méthode employée par M. Regnault, le volume d'air soumis à l'expérience restait sensiblement le même à la température de la glace fondante et à celle de l'eau bouillante; par conséquent, l'effet de la dilatation par la chaleur se trouve transformé en une variation de force élastique.

Un ballon de verre, jaugeant de 350 à 400 centimètres cubes, était soudé à un tube thermométrique de 40 centimètres de long; à 10 centimètres de la boule ce tube était coupé, et les deux bouts soudés à un troisième parfaitement cylindrique ayant 5 ou 6 centimètres de longueur et assez large pour n'exercer qu'une action capillaire très-faible, que l'on avait préalablement mesurée. L'extrémité libre du tube thermométrique était ensuite étirée à la lampe et recourbée à angle droit.

La première opération consistait à déterminer le coefficient de dilatation du verre du ballon : il fallait pour cela 1° nettoyer et dessécher parfaitement le ballon et sa tige; 2° les remplir complétement de mercure avec les précautions indispensables et y faire bouillir le métal pour chasser tout l'air; 3° les porter successivement à 0° et à la température de l'eau bouillante; peser le mercure sorti dans cet intervalle et celui resté dans l'appareil. Les deux poids obtenus

suffisent pour calculer la capacité de l'appareil à 0°, la quantité dont il se dilate de 0° à 100°, et par suite la dilatation du verre, puisque la dilatation absolue du mercure est connue. Nous n'avons rien de particulier à dire sur les deux premières parties de ces manipulations, si ce n'est que la seconde présentait de très-grandes difficultés pour faire bouillir la masse très-considérable du mercure (9 à 10 kilogrammes) sans briser le ballon ou sa tige. Quand ils sont entièrement remplis, on laisse le ballon se refroidir lentement jusqu'à la température de l'air, le bec recourbé de la tige plongé dans une capsule pleine de mercure bien sec, puis on l'environne de glace fondante. Après quelques heures, lorsqu'on est sûr qu'il est à 0°, on ôte la capsule de mercure pour la remplacer par une plus petite vide, puis on suspend le ballon au moyen d'un sac en toile dans l'appareil à ébullition (fig. 953), où il est, ainsi que sa tige, porté à la température de l'eau bouillante. Le mercure qui sort est recueilli dans la petite capsule et pesé, ainsi que celui qui reste dans le ballon.

La seconde opération a pour but de connaître la dilatation apparente de l'air : à cet effet le ballon est suspendu de nouveau dans le bain de vapeur après que le mercure en a été enlevé jusqu'à la moindre gouttelette, et l'ayant mis en communication avec un appareil à dessiccation suivi d'une petite pompe aspirante à main (fig. 953), on fait une vingtaine de fois le vide, avec la précaution de ne laisser rentrer l'air chaque fois, que très-lentement et parfaitement desséché. La dernière fois on détache le tube en caoutchouc *a* pour mettre le réservoir A en libre communication avec l'atmosphère; quelques minutes après on ferme au chalumeau le bec effilé D et l'on note en même temps la pression barométrique. On dispose alors le ballon dans l'appareil fig. 954, où la boule et la tige, jusqu'au renflement B inclusivement, sont entourés avec soin de glace fondante; l'extrémité recourbée plonge de 7 à 8 centimètres dans une cuve à mercure T; on en casse la pointe avec une petite pince, opération qui est rendue facile au moyen d'un trait de lime fait à l'avance : à l'instant le mercure s'élève rapidement dans la tige, et pour éviter que l'air, qui forme autour d'elle extérieurement une sorte de gaîne (parce que le mercure ne mouille pas le verre), ne soit aspiré en même temps, M. Regnault ajuste au tube, sur la partie plongée dans le mercure, plusieurs petits disques de laiton amalgamé. Quand le ballon est resté pendant une heure environ dans la glace, on ferme la pointe D au moyen d'une boulette de cire, non avec la main,

mais en poussant le long de la règle *mn* la petite cuiller *k*, dans laquelle la cire est logée, et que l'on a préalablement descendue au niveau et en face de la pointe; à ce moment on marque l'indication du baromètre, et l'on affleure à la surface du mercure de la cuve la pointe de la vis *t*, que supporte un petit appareil particulier R; puis ayant enlevé la glace et laissé le ballon ainsi que le mercure monté dans le tube, prendre la température de l'air ambiant, on ôte le support S et la cuve, pour prendre au moyen d'un cathétomètre la différence de niveau de la pointe inférieure de la vis *t* et du sommet de la colonne de mercure. Les dimensions de la tige et la hauteur à laquelle la cuve est placée sont combinées par des essais préliminaires de manière à ce que le mercure s'arrête vers le milieu du tube B. Pour viser sans incertitude au point le plus élevé du mercure, on peut placer derrière une bougie sur la flamme de laquelle le ménisque se détache nettement en noir; à la différence du niveau observé, on a le soin d'ajouter la dépression capillaire dans le tube B; ces mesures prises, on dégage le ballon pour peser le mercure qui est entré dans le tube. On est alors en possession de tous les éléments nécessaires pour calculer la dilatation du verre du ballon et la dilatation de l'air.

En effet, soient P′ le poids du mercure à 0° qui remplit le ballon et sa tige à 0°; p le poids de mercure sorti par la dilatation depuis 0° jusqu'à la température $T_{,}$ de l'eau bouillante sous la pression $H_{,}$; δ la quantité dont une capacité 1 de verre se dilate pour 1° entre 0° et 100°; H la pression atmosphérique au moment où l'on a fermé au chalumeau la pointe effilée de la tige; T la température de l'ébullition de l'eau sous cette pression; H′ la pression barométrique au moment où on a bouché à la cire la pointe plongée dans le mercure; h la hauteur du mercure soulevé; c la dépression capillaire dans B; P le poids du mercure soulevé; a la quantité dont un volume 1 d'air sec se dilate pour 1° entre 0°, et 100°; les hauteurs H, H′, h étant supposées ramenées à 0° par le calcul, on aura pour déterminer δ l'équation

$$[1] \qquad P'(1+\delta T_{,}) = (P'-p)\left(1+\frac{T_{,}}{5550}\right);$$

et pour déterminer a

$$[2] \qquad (P'-P)(1+aT)\left[\frac{H'-(h+c)}{H}\right] = (1+\delta T)\,P'.$$

Voici comment on peut établir ces équations : P′ étant un poids de mercure à 0°, si l'on le divise par la densité D à 0°, on aura pour quotient le volume du ballon et de sa tige, et qui, porté à $T^{\circ}_{,}$, deivent $\frac{P'}{D}(1+\delta T_{,})$; $P'-p$ représente un certain poids de mercure à $T_{,}^{\circ}$, si nous le divisons par D le

quotient en sera le volume, qui, en passant de 0° à T°, devient

$$\frac{P'-p}{D}\left(1+\frac{T_{,}}{5550}\right);$$

et comme il est alors égal à celui du ballon et de sa tige à cette même température, nous obtenons l'équation [1], en égalant les deux expressions d'un même volume et supprimant D, qui est dénominateur commun aux deux membres.

$\frac{P'}{D}(1+\delta T)$ représente la capacité de l'appareil au moment où l'on ferme la pointe au chalumeau ; c'est aussi le volume de l'air sec à T° et sous la pression H. $\frac{P'-P}{D}$ est le volume occupé par l'air à 0° et sous la pression $H'-(h+c)$; porté à T° sous la pression H, il devient $\frac{P'-P}{D}(1+aT)\times\frac{H'-(h+c)}{H}$: en égalant ces valeurs du volume de l'air à T° et sous la pression H, on obtient l'équation [2]. M. Regnault a trouvé 1,3663 pour valeur moyenne de $1+100a$, déduite de dix expériences faites suivant le système que nous venons d'exposer.

L'appareil employé dans la quatrième série d'expériences est représenté dans les fig. 955 et 956. Le ballon est d'une capacité de 800 à 1,000 centimètres cubes, et soudé à un tube capillaire BC d'environ 2 décimètres : il communique directement avec un siphon DEFGHIJ; les deux branches EGH et IJ sont réunies au moyen d'un canal creusé dans la pièce de fer IH, où toutes deux sont mastiquées : la plus grande est un tube de verre bien cylindrique de 16 à 17 millimètres de diamètre, le même que celui de la petite dans sa partie FG ; DEF a été pris sur le même tube que BC ; tous deux sont engagés à frottement et mastiqués dans un petit tube en cuivre à trois branches *mno;* la branche *o* est occupée par un petit bout de tube capillaire dont la pointe effilée reste ouverte ou fermée à volonté. Quant au ballon A, il est bien assujetti, à demeure, dans le vase en fer-blanc; on peut l'y envelopper de glace fondante ou de vapeur d'eau bouillante. Pour disposer une expérience, il faut mettre l'extrémité ouverte de *op* en communication avec l'appareil à dessiccation et la pompe de la fig. 953, retirer le tube DEF de la branche *n*, et boucher celle-ci provisoirement, soit au moyen d'un morceau de caoutchouc, soit en y mastiquant un bout de tube fermé ; porter l'eau de MN à l'ébullition, et faire le vide une vingtaine de fois dans A pour arriver à le remplir d'air parfaitement sec. Les tubes DEFGH et IJ ont été soigneusement desséchés à chaud

avant d'être mastiqués dans les tubulures H et I, et remplis immédiatement de mercure bien pur et bien desséché. Quand le ballon A est plein d'air sec, on débouche la branche n pour y engager et y mastiquer le tube DE; ouvrant alors le robinet k, le mercure s'écoule et se trouve remplacé dans le tube DEFG par de l'air qui a traversé l'appareil de dessiccation; l'écoulement est arrêté dès que le niveau du mercure est arrivé à un trait α marqué sur le tube FG; ce niveau est le même dans les branches du siphon, puisque toutes deux communiquent librement avec l'atmosphère. Ces préliminaires terminés, on détache l'appareil de dessiccation, et, fermant au chalumeau la pointe de op, on prend note à ce moment de la hauteur H du baromètre. Il faut alors faire écouler l'eau chaude de MN, enlever le couvercle, verser sur les parois de l'eau froide, et entourer le ballon complétement de glace fondante, en prenant la précaution de le soutenir au moyen d'une toile qu'on accroche aux rebords du vase. L'air se contractant et perdant de sa force élastique par le refroidissement, le mercure monte dans le tube GF; mais on le maintient au niveau α en le faisant écouler par le robinet k. Lorsque l'air du ballon a pris la température 0°, on marque la hauteur H' du baromètre, et l'on mesure avec le cathétomètre la différence de niveau $\alpha\beta = h'$. Aux données H', h', H, et à la température T d'ébullition de l'eau qui se déduit de cette dernière, il faut encore ajouter la connaissance de la capacité V du ballon A, et du volume intérieur v des tubes BC, op, DEF, Fα, ou simplement celle du rapport $\frac{v}{V}$, et la température t de l'air qui occupe v, laquelle est sensiblement constante pendant l'expérience et égale à celle de l'air environnant. V et v ont été déterminés à l'avance, V par un jaugeage à l'eau, et v par un jaugeage au mercure; t est donné par le thermomètre T' (fig. 956), et la température du mercure dans le siphon par le thermomètre T, dont le réservoir est de même calibre que les tubes FG et IJ voisins. Le coefficient δ de dilatation du verre du ballon est obtenu par une expérience spéciale faite avec un petit ballon de même verre que A.

En cherchant en fonction des données que nous venons d'énumérer deux expressions différentes de la somme des volumes d'air V et v, sous la pression H et à la température 0°, et les égalant pour indiquer qu'elle reste constante, ce qui est le trait caractéristique de la méthode, on trouve facilement l'équation

$$V\frac{1+\delta T}{1+\alpha T} + v\frac{1}{1+\alpha t} = V\frac{H'-h'}{H} + v\frac{1}{1+\alpha t}\times\frac{H'-h'}{H} \quad [1],$$

dans laquelle a est le coefficient cherché de la dilatation de l'air. Si on réduisait au même dénominateur, l'équation serait du second degré par rapport à a : mais la température t pouvant être supposée peu élevée, on peut porter l'attention principalement sur le facteur $1 + a\mathrm{T}$, et le prenant pour la quantité à déterminer, on tire de l'équation [1]

$$1 + a\mathrm{T} = \frac{(1 + \delta\mathrm{T})\,\mathrm{H}}{(\mathrm{H}' - h') - \frac{v}{\mathrm{V}} \times \frac{1}{1 + at}\,[\mathrm{H} - (\mathrm{H}' - h')]} \quad [2],$$

le rapport $\frac{v}{\mathrm{V}}$ étant très-petit (dans l'appareil de M. Regnault il avait pour valeur 0,003), on peut, dans un premier calcul, négliger le second terme du dénominateur de l'équation [2], on obtiendra ainsi une valeur approchée de $1 + a\mathrm{T}$, et, par suite, de a : celle-ci, mise à la place de a dans le second membre, donnera, par un second calcul, une valeur plus exacte de $(1 + a\mathrm{T})$, et par conséquent aussi de a.

Sans rien changer aux dispositions de l'appareil, on peut diriger l'expérience d'une autre manière et obtenir une seconde détermination du coefficient a. Voici comment : on attache la pointe fermée de op au moyen d'un tube en caoutchouc à l'appareil de dessiccation, et, à l'aide d'une pince, on casse cette pointe par pression immédiate sur le caoutchouc; comme la tension dans le ballon A était inférieure à la pression atmosphérique, l'air extérieur tend à y pénétrer en traversant l'appareil de dessiccation, et le mercure à descendre dans FG au niveau β; on le maintient au niveau α en versant du mercure dans la colonne JI. Au bout de quelque temps, on ferme au chalumeau la pointe p, dégagée du caoutchouc, et on note la pression atmosphérique H'' : puis, enlevant la glace de MN, on y chauffe de l'eau jusqu'à l'ébullition; on verse encore du mercure dans le tube JI pour maintenir le niveau en α, et quand on peut présumer que l'air du ballon a pris exactement la température T''' de la vapeur d'eau bouillante, on mesure la hauteur H''' du baromètre et la différence de niveau $\alpha\gamma = h'''$ du mercure dans les branches du siphon.

En appelant t''' la température de l'air du volume v, on trouve que l'équation correspondante à ce nouveau mode de l'expérience est

$$[3] \quad \frac{1 + \delta\mathrm{T}'''}{1 + a\mathrm{T}'''} + v\,\frac{1}{1 + at'''} = \mathrm{V}\,\frac{\mathrm{H}''}{\mathrm{H}''' + h'''} + v\,\frac{1}{1 + at'''} \times \frac{\mathrm{H}''}{\mathrm{H}''' + h'''};$$

et en la traitant comme l'équation [1] on obtiendra

$$[4] \quad 1 + a\mathrm{T}''' = \frac{(1 + \delta)\,\mathrm{T}'''\,(\mathrm{H}''' + h''')}{\mathrm{H}'' - \frac{v}{\mathrm{V}} \times \frac{1}{1 + at'''}\,(\mathrm{H}''' + h''' - \mathrm{H}'')}.$$

Il est à remarquer que dans la première manière de conduire l'expérience, l'air dont on cherche la dilatation se trouve avoir une pression égale à celle de l'atmosphère quand il est à 100°, et une pression moindre de h' à 0°; tandis que dans la seconde manière, il est sous la pression atmosphérique à 0°, et sous cette pression, augmentée de h'' à 100°. Malgré cette différence, M. Regnault a toujours trouvé pour valeur moyenne de a, entre les limites de pression, $0^m,550$ et $1^m,400$ le nombre 0,00365.

En outre, il a fait une série d'expériences en employant le procédé de M. Gay-Lussac, avec toutes les précautions imaginables, et il a constamment obtenu des coefficients différents, tels que 0,00355, 0,00362, 0,00363, 0,00364, tous beaucoup plus faibles que le nombre 0,00375 donné par M. Gay-Lussac. Rudberg était arrivé, comme nous l'avons déjà dit, à de pareils résultats. Après avoir discuté scrupuleusement toutes les formules dont il s'est servi, calculé pour chacune la limite d'exactitude, M. Regnault a proposé d'adopter, comme coefficient de dilatation de l'air sec pour chaque degré centigrade entre 0° et 100°, et pour des pressions moyennes comprises entre $0^m,500$ et $1^m,500$, le nombre 0,003665, dont il regarde les trois premiers chiffres significatifs comme certains. L'ancien coefficient se trouvait alors inexact d'environ 1/37.

M. Regnault a étudié aussi la dilatation des gaz azote, hydrogène, oxyde de carbone, acide carbonique, acide sulfureux, cyanogène, protoxyde d'azote, acide chlorhydrique, oxygène, ammoniac, au moyen des deux méthodes que nous avons décrites et entre les limites de température et de pression indiquées ci-dessus pour l'air. Voici les moyennes qu'il a données :

Oxyde de carbone	0,0036667
Hydrogène	0,0036678
Azote	0,0036682
Acide sulfureux	0,0036696
Protoxyde d'azote	0,0036763
Acide chlorhydrique	0,0036812
Cyanogène	0,0036821
Acide carbonique	0,0036896

L'oxygène et l'ammoniac n'ont point donné de résultat certain, parce qu'il a été reconnu qu'ils altéraient le mercure. Le coefficient de dilatation de l'acide sulfureux va en augmentant d'une manière très-marquée avec la pression, et M. Regnault pense que probablement la même chose doit arriver pour tous les gaz composés sur

lesquels on n'observe pas rigoureusement la loi des volumes de M. Gay-Lussac ou la loi de Mariotte : l'acide carbonique présente une variation dans le même sens que l'acide sulfureux, mais d'une manière moins prononcée. Les expériences de M. Regnault paraissent démontrer que les gaz cités n'ont pas, dans les mêmes circonstances, exactement le même coefficient de dilatation.

On avait admis que la dilatation d'un gaz est constante entre les mêmes limites de température, quelles que soient la pression ou la densité initiale, en se fondant sur le résultat trouvé sous les différentes pressions atmosphériques : M. Regnault a étendu ses recherches à cette question. Pour étudier la dilatation de l'air sous des pressions au-dessous de $0^m,550$, il a simplement donné au tube FGH, depuis α jusqu'à H, une longueur de plus de $0^m,770$; et pour les pressions dépassant $1^m,50$, il lui a suffi de souder au tube FG, au-dessous du trait α, où le diamètre doit rester le même que celui de JI, un tube plus large et plus long que FG (fig. 956), et d'allonger la colonne IJ. Dans le premier cas, il est clair qu'on peut faire le vide dans le ballon A, autant que possible, sans que le mercure monte au delà de α; et dans le second, si on verse du mercure dans la longue branche JI, après qu'on a laissé le tube FGH se remplir d'air jusqu'en H et fermé au chalumeau la pointe p, le gaz sera refoulé dans le ballon; et quand le niveau sera remonté à α, la pression sera d'autant plus forte, que la capacité du tube FG est plus grande relativement à celle du ballon. Du reste, les expériences se dirigent de la manière que nous avons indiquée. Elles ont conduit à faire regarder le coefficient de dilatation comme diminuant avec la pression du moins depuis 656 jusqu'à 388 millimètres. Enfin, dans un dernier travail (*A. C. et P.*, 3e série, vol. v), M. Regnault a cherché la dilatation de l'air sous des pressions plus fortes que celle de l'atmosphère, et qui sont allées jusqu'à 3 atmosphères 1/2, à l'aide d'un appareil différent des précédents, et où l'augmentation de volume du gaz de 0° à 100°, la pression restant la même, est mesurée directement. Les conclusions sont les suivantes : la dilatation de l'air augmente d'une manière très-marquée avec la pression : si l'on adopte les coefficients de dilatation obtenus par la dernière méthode, la seule qui puisse donner des résultats comparables, quand on opère sur des gaz qui ne suivent pas exactement la loi de Mariotte, on reconnaît que la différence entre les coefficients est beaucoup plus grande dans les expériences où, comme dans celles de la dernière méthode, la pression reste la même à 0° et à 100°, que quand les

dilatations sont déduites des changements de force élastique; que plus la pression sous laquelle on cherche les dilatations est grande, plus aussi les différences sont considérables; que les vapeurs ont des coefficients de dilatation très-différents de celui de l'air, à des distances peu éloignées de leur point de liquéfaction, par conséquent dans les circonstances où elles sont ordinairement placées quand on en veut déterminer la densité.

M. Magnus, de Berlin, a fait aussi des expériences sur la dilatation de l'air par la méthode de M. Gay-Lussac, et, après s'être donné toutes les peines possibles pour éviter les moindres causes d'erreur, il n'est jamais parvenu, non plus que Rudberg et M. Regnault, à des résultats concordants : il pense aussi que l'index de mercure ne ferme pas complétement le tube, parce que le réservoir d'air étant porté à 0°, puis à 100°, puis encore à 0°, la bulle de mercure ne revenait jamais à la même position, comme si l'air s'était échappé entre le mercure et le verre, soit pendant l'échauffement, soit pendant le refroidissement. La valeur moyenne qu'il a trouvée pour a par d'autres méthodes est 0,003665.

En résumé, les expériences de M. Regnault ne confirment pas l'exactitude des lois fondamentales de la physique des gaz, qui avaient été admises jusqu'ici : savoir que tous les gaz se dilatent de la même quantité entre les mêmes limites de température, et que la dilatation d'un même gaz est indépendante de sa densité initiale. M. Regnault pense que ces lois, comme celle de Mariotte, ne sont vraies qu'à la limite, c'est-à-dire qu'elles sont d'autant plus d'accord avec l'observation, que l'on prend les gaz dans un plus grand état de dilatation; qu'elles seraient rigoureusement applicables à des gaz parfaits, dont les gaz existants s'approchent plus ou moins, suivant leur nature simple ou composée, et suivant la température et la pression auxquels on les considère.

Mais on pourrait supposer que les variations dans le coefficient de dilatation des gaz qui ont été signalés ne sont qu'apparentes, et qu'elles proviennent uniquement de ce que la couche de gaz qui touche le verre a une densité plus grande que celle de la masse, et qui diminuerait avec la pression et avec l'accroissement de température; l'influence de cette couche se manifesterait évidemment dans le sens des variations observées, et son existence ne paraît pas douteuse. En effet, la constitution même des gaz fait voir que la densité doit aller en décroissant de la surface à la distance où se manifeste la répulsion, et qu'au delà elle doit rester constante : cette

distance est inconnue; mais, sous la pression de l'atmosphère, elle doit comprendre un grand nombre de molécules, car, en prenant pour la limite de répulsion la pression de $0^m,00001$, sous la pression de $0^m,76$, cette distance renfermerait plus de 40 molécules. Et à cette action du gaz sur lui-même, il faudrait ajouter l'attraction du verre sur le gaz, qui se manifeste d'une manière si évidente dans un si grand nombre de circonstances. J'ajouterai que dans des expériences de M. Regnault, dont nous parlerons bientôt et qui avaient pour objet la détermination de la densité de la vapeur d'eau à différentes températures, il a reconnu des anomalies de l'ordre de celles qu'il avait signalées dans le coefficient des gaz, et qu'il les regarde comme résultant très-probablement de l'inégale épaisseur de la couche d'eau condensée sur le verre. Il resterait alors à savoir si cette couche extérieure de gaz, d'une plus grande densité que le reste de la masse, peut réellement produire un effet appréciable. Il me semble qu'on y parviendrait en déterminant la densité d'un gaz au moyen d'un ballon qui serait rempli de fragments de verre, de manière que la surface vitreuse totale fût beaucoup plus grande que celle du ballon; alors si, dans les mêmes circonstances, on trouvait les mêmes résultats que quand la surface du verre est réduite à celle du ballon, il faudrait nécessairement admettre la réalité des variations reconnues par M. Regnault.

Quoi qu'il en soit, il est important de remarquer que toutes les anomalies constatées par M. Regnault, n'affectent que de deux unités au plus la valeur du troisième chiffre significatif du coefficient de dilatation, de sorte qu'on peut dire que le coefficient de dilatation des gaz, dans toutes les circonstances, est égal à 0,00366, à moins de 2 cent-millièmes, ou de 5 millièmes de sa valeur.

576. *Nouvelles recherches sur la densité des gaz.* L'ancienne méthode employée pour la détermination de la densité des gaz offrant des causes d'erreur difficiles à éviter ou à corriger, MM. Dumas et Boussingault, et à peu près en même temps M. Regnault, ont employé des méthodes qui conduisent à des résultats beaucoup plus exacts : nous les exposerons successivement.

Méthode de MM. Dumas et Boussingault (*A. C. et P.*, t. III). Cette méthode ne diffère de celle que nous avons décrite [321] que par les dispositions prises pour que le ballon plein d'air ou de gaz soit à une température égale et bien connue, et dans les précautions qui ont été prises pendant les pesées, pour éviter le changement d'état de l'air qui environne le ballon, et pour observer exac-

tement sa température. L'appareil se compose d'un grand ballon garni d'une douille à robinet; mais le robinet est séparé de la douille par un long tube de verre qui renferme la tige d'un thermomètre divisée en centièmes de degré. Le ballon, pour être rempli, est placé dans une double enceinte cylindrique en zinc, dont les deux surfaces, à une distance de $0^m,2$, renferment de l'eau à la température ordinaire; l'enceinte est fermée à la partie supérieure par un couvercle mobile percé d'un orifice central, et pareillement rempli d'eau. Plusieurs thermomètres sont placés à différentes profondeurs dans l'eau de l'enceinte. Enfin, pour les pesées, le ballon est placé dans une armoire qui se trouve au-dessous de la balance, et dont un thermomètre très-sensible indique la température exacte. Voici maintenant comment les opérations sont dirigées : on commence par faire le vide dans le ballon, et on le remplit d'air préalablement desséché par son passage dans des tubes renfermant de la ponce imbibée d'acide sulfurique concentré; l'opération est répétée plusieurs fois, afin de dessécher complétement le ballon. Celui-ci est ensuite placé dans l'enceinte à température constante, et y reste jusqu'à ce que le thermomètre qui s'y trouve indique une température qui ne diffère que de quelques centièmes de degrés de celle de l'enceinte; alors on ferme le robinet du ballon, et on observe sa température et la hauteur du baromètre. Le ballon est alors suspendu à la balance et logé dans l'armoire qui se trouve au-dessous : on l'y laisse une demi-heure au moins, pour qu'il en prenne à peu près la température; on l'essuie, et on commence les pesées, qui doivent être répétées jusqu'à ce qu'elles deviennent constantes; les irrégularités qui se manifestent d'abord proviennent quelquefois d'un peu d'eau hygrométrique déposée sur la surface du ballon, et souvent, au contraire, de ce qu'il est bien sec, et qu'en l'essuyant on l'a électrisé; alors il électrise par influence la paroi inférieure de l'enceinte et se trouve attiré par elle.

Cette méthode est plus exacte que celles qui avaient été employées, et il est facile de s'en rendre compte : la force élastique des gaz, à l'instant de la fermeture du robinet, est égale à celle de l'atmosphère, que le baromètre fait connaître à un dixième de millimètre, tandis que, dans l'ancien mode d'opération, elle était mesurée par une observation distincte faite sur la cuve à mercure, observation toujours moins précise que celle du baromètre. La température du gaz est parfaitement connue par un thermomètre intérieur, tandis qu'on

la supposait égale à celle de l'air environnant, déterminée par plusieurs thermomètres flottant dans l'air libre, exposés à des rayonnements calorifiques continuellement variables. Enfin, dans l'ancien procédé, l'expérimentateur, se trouvant près du ballon, à découvert, pendant toute la durée assez longue des pesées, produisait nécessairement dans l'air un échauffement et des courants qui, agissant sur la grande surface du ballon, devaient en changer un peu le poids apparent, circonstances qui n'existent pas dans le nouveau mode d'opération.

MM. Dumas et Boussingault ont trouvé ainsi

Pour la densité de l'oxygène..... 1,1057
Pour celle de l'azote..... 0,972

Ces nombres, sans aucun doute, sont plus exacts que ceux qui avaient été obtenus par MM. Dulong et Berzelius, 1,1026 et 0,976.

577. *Méthode de M. Regnault.* Cet habile physicien a eu principalement pour objet 1° d'éviter complétement toutes les corrections relatives aux variations de température et de composition de l'air qui environne le ballon quand il est suspendu à la balance, car le poids de l'air déplacé étant souvent plus considérable que celui du gaz renfermé dans le ballon, toutes les circonstances qui le font varier doivent être connues avec autant de précision que pour le gaz intérieur, et les plus légères erreurs sur la température, la pression ou l'état hygrométrique ont une grande influence sur le résultat de l'expérience; 2° de remplir le ballon d'air et de gaz à une température constante.

Pour satisfaire à la première condition, M. Regnault, au lieu d'équilibrer le ballon par des poids, produit cet effet au moyen d'un second ballon hermétiquement fermé, dont le volume extérieur est parfaitement égal à celui du premier. Pour cela, il prend deux ballons d'une capacité peu différente, et détermine leurs volumes extérieurs en les pesant pleins d'eau successivement dans l'air et dans l'eau; la différence entre les deux pesées donne le poids de l'eau déplacée par la surface extérieure du ballon. Le plus petit des deux est fermé hermétiquement et garni d'une douille terminée par un crochet destiné à le suspendre à l'un des plateaux de la balance, position qu'il conserve indéfiniment. L'égalité de volume extérieur des deux ballons s'établit en fixant d'une manière quelconque au col du dernier de petits cylindres de verre fermés, dont le volume est calculé de manière à produire cet effet. Avant de fermer hermé-

tiquement le ballon qui doit rester dans la cage, M. Regnault y introduit une petite quantité de mercure, de manière que quand les deux ballons sont pleins d'air, son poids excède celui de l'autre d'environ 10 grammes. Quant au ballon, qui doit être vidé et rempli de gaz, il est garni d'une douille et d'un robinet fixés avec un mastic formé de céruse, de litharge et d'huile de lin, qui prend une grande dureté et résiste très-bien à une température de 100°. On voit que par cette disposition, quand les deux ballons sont suspendus au plateau de la balance et logés dans une armoire fermée, ils déplacent exactement le même volume d'air, qu'alors toutes les variations qui surviennent dans l'air les affectent également, et qu'au moment des pesées on n'a plus à s'occuper des observations du baromètre, du thermomètre et de l'hygromètre; qu'il suffit d'attendre que les ballons soient mis en équilibre de température, et que leurs surfaces, formées du même verre, aient pris la couche d'humidité qui convient à l'état hygrométrique de l'air environnant; alors l'équilibre subsiste et se maintient indéfiniment, comme M. Regnault l'a reconnu par une expérience qui a duré quinze jours, malgré des variations de température de 0° à 17°, et des variations de pression de $0^m,741$ à $0^m,771$.

Une température constante à l'instant de la fermeture du robinet s'obtient en plaçant le ballon dans un vase rempli de glace fondante, ou dans une enceinte renfermant de la vapeur d'eau qui se renouvelait sans cesse en parcourant de haut en bas les parois de l'enceinte, dans une double enveloppe.

Voici maintenant la manière générale d'opérer : le ballon ayant été rempli successivement plusieurs fois de gaz par la méthode ordinaire, et la force élastique du gaz étant un peu supérieure à celle de l'atmosphère, on le porte dans le bain de glace, et avant d'être enlevé il est mis en communication avec l'atmosphère et ensuite fermé. Le ballon, sorti de la glace, est lavé, essuyé et porté dans la cage de la balance, et on n'observe les poids qui produisent l'équilibre que quand il est bien permanent; on fait ensuite le vide dans le ballon, et la force élastique de l'air qui reste se mesure en mettant le ballon en communication avec la partie supérieure d'un baromètre, monté dans la cuvette d'un baromètre normal. La différence des niveaux du mercure dans les deux tubes, mesurée à l'aide d'un cathétomètre, donne la force élastique du gaz. La hauteur du baromètre s'obtient au moyen d'une vis verticale terminée à chaque bout par une pointe dont on connaît la longueur : on la fait mou-

voir jusqu'à ce que la pointe inférieure touche la surface du mercure de la cuvette, et on mesure à l'aide du cathétomètre la distance de la pointe supérieure au niveau du mercure dans le tube; cette distance, ajoutée à la longueur de la vis, est évidemment la hauteur du baromètre.

En désignant par P et par p les poids du ballon plein de gaz et vide; par H la hauteur du baromètre; par h la force élastique du gaz resté dans le ballon, le poids du gaz à 0° et sous la pression de 760 millimètres sera $(P-p) \times 760 : (H-h)$.

Cette méthode permet de vérifier si le gaz suit la loi de Mariotte, et pour cela il suffit de faire plusieurs expériences sous des pressions h différentes; si la loi est exacte, la formule précédente doit donner les mêmes résultats.

De plus, en rapprochant le poids du gaz qui remplit le ballon à 100° de celui qui le remplit à 0°, on peut calculer le coefficient de dilatation du gaz.

Soient, en effet, P le poids du gaz à 0° et sous la pression $H-h$; H' la pression barométrique quand le ballon est dans l'eau bouillante; p le poids du gaz qui est sorti à la température T de l'eau bouillante sous la pression H'; k le coefficient de dilatation du verre; a celui du gaz : on aura

$$p = P\frac{H}{H-h} - P\frac{H'}{H-h} \times \frac{1+kT}{1+aT};$$

d'où l'on déduit
$$1 + aT = \frac{(1+kT)\,H'}{H - \frac{p}{P}(H-h)}.$$

En employant les méthodes que nous venons d'indiquer, M. Regnault a trouvé

Pour la densité de l'oxygène	1,10563
Pour celle de l'azote	0,97137
Pour celle de l'hydrogène	0,06926
Et pour celle de l'acide carbonique	1,52910

Les deux premiers nombres sont presque identiques avec ceux de MM. Dumas et Boussingault. M. Regnault a aussi reconnu, par ce procédé, que le coefficient de dilatation de l'air est 0,003663, celui de l'acide carbonique 0,003672; que ce dernier gaz, à la température 0°, s'écarte de la loi de Mariotte d'une manière très-marquée, même dans les pressions plus faibles que celles de l'atmosphère, mais qu'il la suit quand il est chauffé à 100° sous des pressions plus faibles que celles de l'atmosphère.

578. *Mouvements occasionnés par la chaleur.* La densité de l'air diminuant à mesure que sa température augmente, et un corps

plongé dans un fluide quelconque tendant à descendre avec une force égale à son poids et à monter avec une force égale au poids du fluide déplacé, on voit que quand, par une cause quelconque, une partie de l'air se trouve échauffée, elle tend à s'élever. Si l'air chaud est libre, l'air environnant le refroidira continuellement; la résistance qu'il éprouve le divisera, et bientôt il sera refroidi et disséminé. C'est ce qui arrive à l'air qui sort des cheminées.

Examinons maintenant ce qui se passera dans un canal renfermant de l'air chaud. Soit AB (fig. 366) un canal cylindrique vertical ouvert par les deux bouts, et supposons que l'air extérieur, en s'introduisant par la partie inférieure, y prenne une température constante de 100°, la température extérieure étant à 0°. Il est évident que quand le canal AB sera rempli d'air chaud, la force avec laquelle il tendra à s'élever sera la différence des poids de deux colonnes d'air ayant pour hauteur AB, dont l'une serait à la température de 0°, et l'autre à 100°. Ainsi la pression sera la même que celle qui se manifesterait dans un siphon renversé (fig. 367), dont les deux branches, d'une longueur égale à AB, seraient remplies, l'une d'un liquide ayant une densité égale à celle de l'air à 0°, et l'autre d'un liquide dont la densité serait celle de l'air à 100°. La pression serait encore la même que celle qui aurait lieu dans le siphon fig. 368, dont la branche CD est plus longue que la branche AB de toute la dilatation de l'air de 0° à 100°, et dont les deux branches seraient remplies par un même liquide dont la densité serait celle de l'air à 100°. Mais dans ce dernier cas, la pression est évidemment égale au poids de la colonne CD′ : donc une colonne d'air chaud renfermée dans un canal vertical, tend à s'élever avec une pression égale au poids d'une colonne d'air chaud à la même température, dont la longueur est égale à la dilatation qu'éprouverait une colonne d'air froid pareille en passant de la température de l'air ambiant à celle du canal. D'après cela, si on considère l'écoulement de l'air comme s'effectuant de la même manière que celui d'un liquide de même densité soumis à la même pression, il résulte de ce qui précède, que la vitesse ascensionnelle sera égale à l'espace qu'un corps parcourrait en tombant d'une hauteur égale à la dilatation qu'éprouverait une colonne d'air froid de même longueur que le canal, en passant de la température extérieure à la température intérieure. Par exemple, l'air extérieur étant à 0°, l'air intérieur à 100°, et le canal ayant 50 mètres de hauteur, la dilatation qu'éprouverait une colonne d'air de 50 mètres en passant de 0° à 100° serait $50^m \times 100 \times 0{,}00365 = 18^m{,}35$. Or, un corps

qui tomberait de cette hauteur acquerrait, à la fin de sa chute, une vitesse de $19^m,18$ par seconde : ce serait, par conséquent, la vitesse avec laquelle l'air chaud s'échapperait du canal. Mais nous devons observer que la vitesse ainsi calculée est beaucoup plus grande que celle qui résulte de l'observation, à cause du frottement contre les parois du tuyau. On peut conclure de ce qui précède, que le tirage d'une cheminée est d'autant plus grand qu'elle a plus d'élévation et que l'air y est à une plus haute température.

En désignant par h la hauteur du canal, par t la température de l'air extérieur, par t' celle de l'air intérieur, et par a le coefficient de dilatation des gaz, la hauteur génératrice de la vitesse sera $ha\,(t'-t)$, et on aura

$$v = \sqrt{2gha\,(t'-t)}.$$

On voit, d'après cette formule, que la vitesse de l'air chaud augmente constamment avec la température. Mais il n'en serait pas ainsi du poids de l'air écoulé. Ce poids est égal à $V.\,1^k,3 : (1+at')$, et on trouve par un calcul très-simple, qu'il a un maximum à la température $t' = 1 : a + 2t$, a étant le coefficient de dilatation de l'air; en supposant $t = 0$, $t' = 273°$. A 1000° le poids de l'air écoulé est à peu près le même qu'à 100°.

Si le tuyau de la cheminée avait la forme d'un siphon renversé ABCD (fig. 369), le foyer étant en A et l'ouverture de la cheminée en D, la fumée ne pourrait pas d'elle-même descendre dans le tuyau AB; mais on parviendrait facilement à lui faire prendre cette direction en plaçant momentanément au bas du tuyau CD un petit foyer, qui remplirait ce tuyau d'air chaud. Alors, une fois le mouvement imprimé, il continuerait de lui-même sans l'intervention du foyer d'appel : car la cheminée d'ascension CD étant plus haute que le tuyau de descente AB, la colonne CD monterait et forcerait celle de AB à descendre; seulement, dans ce cas, la force ascensionnelle du courant serait égale à la différence de celle des deux tuyaux AB et CD. En supposant que la fumée conservât la même température dans tous les points du tuyau ABCD, la force ascensionnelle serait égale à celle d'une colonne d'air chaud ayant pour hauteur la différence de hauteur des deux colonnes AB et CD. Dans le cas où la partie inférieure BC du canal serait très-longue, et où la fumée s'y refroidirait complétement, on ne pourrait déterminer le mouvement dans le sens CD qu'au moyen d'un appel permanent. Mais si dans le canal BC la fumée perdait seulement une portion de sa chaleur, de manière qu'il lui restât un excès de température sur celle de l'air environnant,

il existerait toujours une certaine hauteur de cheminée CD, pour laquelle le tirage aurait encore lieu. Pour un tuyau de la forme indiquée fig. 370, le foyer étant en A, comme l'air chaud se refroidit rapidement, si CD diffère peu de AB, l'air chaud arrivera aux points D et E, et une fois qu'il aura rempli le tuyau EF, la vitesse d'écoulement pourra devenir très-grande. Si le canal avait la forme d'un siphon (fig. 371), le foyer étant en A, l'écoulement de l'air chaud pourrait avoir lieu au point D en vertu de la différence de la force ascensionnelle de l'air dans les deux colonnes, mais pour cela il faudrait qu'on eût $ht >$ que $h't'$, h et h' étant les hauteurs des deux colonnes, t et t' les excès de leurs températures sur celle de l'air extérieur.

§ 5. *Des vapeurs.*

579. La plupart des liquides abandonnés à l'air atmosphérique ou dans tout autre gaz, à une température quelconque, et ceux qui sont placés dans un espace vide, se dissipent dans un temps plus ou moins long. Les corps gazeux dans lesquels les liquides se transforment dans ces circonstances portent le nom de *vapeurs*. Cette propriété n'appartient point cependant à tous les liquides; il en est qui n'émettent point de vapeurs : telles sont les huiles grasses. D'autres semblent n'en produire qu'au-dessus d'une certaine température : tels sont le mercure et l'acide sulfurique.

M. Faraday a constaté l'évaporation du mercure à la température ordinaire par l'expérience suivante. Il a placé du mercure au fond d'un flacon de verre fermé avec un bouchon sur la face inférieure duquel se trouvait une feuille d'or battu. Le flacon fut transporté dans un lieu froid et obscur : après six semaines la feuille d'or était blanchie. L'expérience fut répétée plusieurs fois avec le même succès, lorsque la température était comprise entre $+15°$ et $+26°,7$. Mais en hiver, la feuille d'or resta intacte, quelque peu éloignée qu'elle se trouvât de la surface du mercure. Des expériences faites par Davy sur l'électricité du vide semblent indiquer que le mercure n'émet plus de vapeurs au-dessous de $-7°,3$. M. Bellani ayant suspendu une feuille de zinc brillante dans un flacon renfermant de l'acide sulfurique concentré, après deux ans le métal n'avait point perdu de son éclat. M. Faraday pense que pour tous les corps il existe des limites de température au-dessous desquelles l'évaporation n'a plus lieu.

Pour étudier les propriétés des vapeurs, nous les considérerons successivement dans le vide, et mêlées avec les gaz.

Vapeurs dans le vide.

580. *Phénomènes généraux.* Dalton, à qui nous devons presque tout ce que nous allons dire sur la théorie des vapeurs, a employé l'appareil suivant pour observer leur formation et leurs propriétés dans le vide. AB et CD (fig. 372) sont deux tubes de baromètre reposant dans une large cuvette MN; on introduit dans le tube barométrique AB, et par sa partie inférieure, une petite quantité de liquide qui, par sa légèreté spécifique, s'élève à travers le mercure et atteint rapidement la chambre barométrique *mn*. On reconnaît alors, en comparant la hauteur du mercure dans les deux tubes, 1° qu'à l'instant où le liquide arrive au sommet de la colonne, le mercure descend d'une quantité constante pour le même liquide et la même température, quelles que soient d'ailleurs l'étendue de la chambre barométrique *mn* et la quantité de liquide introduit, pourvu qu'il soit en excès; 2° qu'en enfonçant le tube dans la cuvette (fig. 373), ce qui tend à augmenter la pression supportée par la vapeur, une partie de celle-ci se condense, et l'abaissement du baromètre reste constant; 3° que, si l'on relève le baromètre pour essayer de diminuer la pression que supporte la vapeur, le liquide excédant fournit de nouvelles vapeurs, et la dépression du mercure reste encore la même; 4° que, si l'on n'avait pas introduit un excès de liquide dans la chambre, à mesure que l'on augmenterait sa capacité en soulevant le tube, la vapeur se dilaterait, et sa force élastique, mesurée par l'abaissement du mercure, serait en raison inverse de son volume ou proportionnelle à sa densité.

Il résulte de ces observations, qu'un liquide, mis en contact avec un espace vide, émet instantanément toute la vapeur qui peut se former; que cette quantité est proportionnelle à l'étendue de l'espace vide; que sa force élastique est indépendante de l'étendue de cet espace; que la vapeur sur un excès de liquide n'augmente ni de densité ni de force élastique par la pression; et qu'enfin, lorsqu'on augmente l'espace dans lequel elle se forme, s'il y a un excès de liquide, il fournit de nouvelles vapeurs pour saturer le nouvel espace, et que, quand il n'existe plus de liquide, la vapeur se dilate comme un gaz.

Pour observer la force élastique des vapeurs à différentes températures, Dalton se servait encore du même appareil; mais il enve-

loppait le baromètre dans lequel se formait la vapeur, et celui qui servait à déterminer la pression atmosphérique, d'un cylindre de verre (fig. 374) reposant dans le bain de mercure; ce cylindre était destiné à recevoir de l'eau à différentes températures. Dalton a reconnu, au moyen de cet appareil, que, si dans la chambre barométrique il n'existait que de la vapeur sans liquide excédant, la vapeur se dilatait comme un gaz permanent; mais que, s'il se trouvait une quantité suffisante de liquide, il se formait de nouvelles vapeurs à mesure que la température s'élevait, et que la force élastique de ces vapeurs croissait bien plus rapidement que celle des gaz permanents dans les mêmes circonstances. Par exemple, de 0° à 100° la force élastique des gaz augmente dans le rapport de 1 à 1,365, tandis que la force élastique de la vapeur d'eau sur un excès de liquide croît dans le rapport de 1 à 150.

Ainsi, il faut bien distinguer les vapeurs qui sont en contact avec un excès du liquide qui les a formées de celles qui en sont séparées : les premières ne peuvent ni augmenter ni diminuer de force élastique par la diminution ou l'augmentation de l'espace qu'elles occupent, et par les changements de température leur tension varie beaucoup plus rapidement que celle des gaz dans les mêmes circonstances; dans les dernières, au contraire, la tension varie avec l'étendue de l'espace qu'elles occupent, et avec la température, comme pour les gaz permanents, pourvu toutefois qu'elles n'atteignent pas la densité qu'elles auraient dans les mêmes circonstances sur un excès de liquide : car alors elles se comporteraient par un abaissement de température, ou une diminution de l'espace qu'elles occupent, comme si elles étaient en présence d'un excès de liquide. Les vapeurs qui sont en contact avec un excès de liquide sont souvent désignées sous le nom de vapeurs au maximum de tension; on dit aussi que l'espace qu'elles occupent est *saturé*.

581. *Tension des vapeurs à des températures inférieures à* 100°. On pourrait employer l'appareil de Dalton; mais on obtiendrait plus d'exactitude avec le suivant, fondé sur ce principe, que l'ébullition d'un liquide a lieu quand la tension des vapeurs qu'il émet est égale à la force élastique de l'atmosphère qui agit sur lui. L'appareil est représenté fig. 375. A est une cornue renfermant le liquide soumis à l'expérience et un thermomètre très-sensible : BB un tube qui fait communiquer la cornue avec l'intérieur d'un ballon C, garni d'un baromètre, et d'un tube à robinet D, qui s'adapte à la machine pneumatique. EE est un manchon de verre qui environne une partie

du tube de communication entre la cornue et le ballon ; il est fermé à ses deux extrémités par deux bouchons à travers lesquels passe le tube BB ; au bouchon supérieur est ajusté un entonnoir *m*, et au bouchon inférieur un tube qui débouche dans le récipient M. On commence par raréfier l'air du ballon jusqu'à un certain degré, ensuite on fait chauffer la cornue jusqu'à ce que l'ébullition se manifeste ; alors on verse de l'eau froide par l'entonnoir *m*, et l'ébullition continue à la même température, parce que la vapeur se condense à mesure : la tension de la vapeur à cette température est évidemment mesurée par la hauteur du baromètre.

Voici un autre appareil qui a la même destination et qu'il est bon de connaître. Un ballon de verre M (fig. 376) est fermé par un bouchon de cuivre sur lequel sont adaptés trois robinets *m*, *n* et *p*. Le premier communique avec une cloche de verre dans laquelle se trouve un baromètre à siphon ; le second reçoit un tuyau de plomb qui communique avec le récipient d'une machine pneumatique, au moyen de laquelle on fait le vide dans le ballon ; enfin le dernier robinet n'a point sa clef percée de part en part ; elle est seulement creusée de manière à prendre dans l'entonnoir qui surmonte le robinet une goutte du liquide qu'il renferme, pour le verser dans le ballon sans faire communiquer la capacité de ce dernier avec l'air. On se sert de cet appareil de la manière suivante : après avoir fait le vide dans le ballon, on introduit quelques gouttes de liquide par le robinet *p*, on plonge le ballon dans des bains à différentes températures, et on observe l'élévation du baromètre.

582. *Tension de la vapeur d'eau à des températures inférieures à 0°.* Pour obtenir la tension des vapeurs au-dessous de zéro, M. Gay-Lussac s'est servi de l'appareil fig. 377. La partie supérieure du tube barométrique ABC est recourbée, et plonge dans un vase renfermant un mélange frigorifique. En introduisant un liquide dans la chambre barométrique, la tension de la vapeur qui s'y développe est exactement la même que si cette chambre se trouvait en totalité soumise à la température du mélange frigorifique. En effet, imaginons que la partie du tube qui est plongée dans le mélange frigorique soit séparée de l'autre par une cloison : cette première partie du tube devra renfermer de la vapeur à la température du mélange frigorifique, et l'autre de la vapeur à la température de l'air extérieur. Si maintenant l'on suppose que ces deux parties communiquent, la vapeur renfermée dans la partie de la chambre barométrique libre ira se condenser dans l'autre, et elle se renouvellera

continuellement, de sorte qu'il se formera une véritable distillation; et, quand tout le liquide de la chambre sera épuisé, la vapeur prendra une tension constante, qui sera celle qui correspond à la température du mélange frigorifique.

Il résulte des expériences de M. Gay-Lussac, que la tension de la vapeur de la glace est la même que celle de l'eau à la même température. On peut d'ailleurs démontrer la tendance de la glace à former des vapeurs, en plaçant sous le récipient de la machine pneumatique un thermomètre environné de glace, et au-dessous un vase plein d'acide sulfurique : en faisant le vide on voit descendre le thermomètre.

Nous ne rapporterons pas les résultats obtenus par les méthodes dont nous venons de parler, parce qu'elles sont sujettes à des causes d'erreur qui n'ont pas été évitées, ou dont on n'a point calculé l'influence : c'est ce que prouve incontestablement la comparaison des nombres donnés par divers physiciens; on y remarque souvent de grandes différences, quoiqu'ils proviennent d'expériences faites dans les mêmes conditions. M. Regnault a repris récemment le problème par plusieurs procédés, et la concordance de ses résultats est une garantie que les expériences ont été faites avec la précision et l'exactitude qui caractérisent les travaux de cet habile physicien.

583. *Expériences de M. Regnault, relatives à la tension de la vapeur d'eau à différentes températures.* Dans le premier mode d'expérience analogue à celui indiqué [581], l'appareil consistait en deux baromètres reposant dans une cuvette en fonte placée dans une marmite de même métal; au fond de celle-ci se trouvait une couche de 6 à 7 centimètres de mercure, qui ne pouvait pas se mêler à celui de la cuvette. L'un des baromètres, avant d'être retourné et mis en place, avait reçu une petite quantité d'eau complétement purgée d'air par une longue ébullition. Les deux tubes étaient environnés d'un manchon en tôle de fer galvanisée, plongeant par le bas dans la couche de mercure de la marmite, et terminé à la partie supérieure par une caisse rectangulaire de même nature, ayant deux faces opposées fermées par des glaces planes. Cette disposition est bien préférable à celle de la fig. 374, où la forme cylindrique et l'épaisseur toujours inégale des parois du manchon en verre exposent, par des effets de réfraction, à des erreurs qu'il est bien difficile d'éviter quand on veut lire à travers les indications d'un thermomètre ou d'un baromètre. La marmite étant placée sur un fourneau allumé, la chaleur se communiquait par le mercure à

l'eau dont on avait rempli le manchon de tôle et la caisse; et pour que toute la masse liquide s'échauffât uniformément, on avait soin d'en mêler constamment les couches au moyen d'un agitateur à palettes : quand les thermomètres, placés à diverses hauteurs, marquaient la température voisine de celle à laquelle on voulait faire une observation, la majeure partie du combustible était enlevée du fourneau, et aussitôt qu'ils étaient stationnaires, on mesurait au cathétomètre la différence de niveau du mercure dans les deux baromètres; il restait ensuite à la ramener par le calcul à 0°, et à la corriger d'abord du poids de la petite couche d'eau qui, dans un des tubes, surmontait le mercure, puis de la variation de l'action capillaire, provenant de ce que les parois du tube étaient mouillées.

Ce mode d'expérience réussit très-bien de +10° à +30°; mais pour de plus hautes températures, il est impossible de maintenir l'uniformité de chaleur dans toute la colonne liquide. Pour s'affranchir de cette difficulté et pouvoir opérer à des températures plus élevées que celle de l'atmosphère, M. Regnault supprimait le manchon de tôle et introduisait la partie supérieure des baromètres, par des tubulures en caoutchouc, dans une nouvelle caisse en tôle de 45 litres environ de capacité, soutenue par un cadre en fer et fermée d'un côté par une glace plane. Quand il voulait expérimenter, il faisait ôter de la caisse une partie de l'eau à la température ordinaire, dont elle était remplie, et mettre à la place de l'eau plus ou moins chaude; puis, à l'aide d'une lampe allumée placée au dessous et dont il variait la distance, il parvenait, par tâtonnement, à obtenir une température uniforme et parfaitement constante. Comme les parties des baromètres situées hors de la caisse se trouvaient exactement dans les mêmes circonstances, la différence de niveau du mercure ramenée à 0°, et corrigée ainsi qu'il a été indiqué, donnait la mesure de la force élastique de la vapeur.

584. Une autre série d'expériences a été faite avec des dispositions un peu différentes. Dans un ballon en verre d'un demi-litre à peu près de capacité, on introduisait une petite ampoule en verre très-mince, remplie d'eau et ensuite fermée par la fusion de son bec au chalumeau; le col du ballon et le sommet du baromètre à vapeur étaient réunis par un tube de verre coudé à angle droit, et dont la branche horizontale, coupée au milieu, avait les bouts de chaque moitié mastiqués dans un tuyau de cuivre à trois branches, comme celui dont il a été fait mention [575]. Par ce moyen, le ballon et la chambre du baromètre à vapeur communiquaient avec un appa-

reil de dessiccation et une machine pneumatique : en pompant l'air et le laissant rentrer avec lenteur un grand nombre de fois, on arrivait à les dessécher complétement ; alors on faisait le vide une dernière fois, aussi bien que possible, et après avoir fermé au chalumeau le tube qui allait de la branche latérale du petit T de cuivre à l'appareil de dessiccation, on environnait le ballon de glace fondante, et, au bout de quelque temps, la différence de niveau du mercure dans les deux baromètres, ramenée à 0°, faisait connaître la tension à 0° de l'air resté dans le ballon. La glace enlevée et le ballon essuyé, on le chauffait avec quelques charbons allumés, pour déterminer la rupture de l'ampoule : l'eau, dégagée de son enveloppe, donnait des vapeurs dont on mesurait la force élastique, à 0°, jusqu'à 10° ou 15° au-dessus de la température de l'air, et au-dessous de 0°, en mettant successivement dans la caisse de tôle, de la glace fondante, de l'eau chaude, et une dissolution concentrée de chlorure de calcium mêlée de glace pilée : par des additions convenables de cette dernière, on abaissait graduellement la température et on la rendait à volonté sensiblement stationnaire.

On aurait pu se dispenser d'employer une ampoule et mettre de l'eau en plus grande quantité dans le ballon ; il est clair qu'en le chauffant et faisant jouer la machine pneumatique, on aurait fini par enlever la totalité de l'air et avoir de la vapeur dans le vide absolu. Au moyen de l'appareil dont nous venons de parler, M. Regnault a trouvé qu'en regardant la tension des vapeurs de mercure comme nulle à 0°, elle est inférieure à $0^{mm},1$ et $0^{mm},5$, aux températures de 50° et de 100°.

503. Ces divers procédés ne pouvant convenir pour des températures supérieures à 45° ou 50°, M. Regnault a eu recours à celui décrit [495], déjà employé par MM. Dulong et Arago, et qui consiste à chercher quelles sont les températures d'ébullition de l'eau sous différentes pressions. Son appareil (fig. 257) se compose d'un vase en cuivre A ; au couvercle boulonné qui le ferme sont soudés verticalement quatre tubes de fer pleins de mercure, dans lequel plongent des thermomètres très-sensibles : deux des tubes atteignent presque le fond de A, et les deux autres ne descendent qu'à demi-hauteur ; ils sont environnés d'un manchon en cuivre fixé au couvercle, et percé à la partie supérieure de trous 0,0,0,0 ; le tuyau TT' est enveloppé par un autre un peu plus gros, et, dans leur intervalle, on fait passer un courant continu d'eau froide. TT' établit une communication entre le vase A et un

ballon en verre B de 24 litres, renfermé dans le cylindre VV', rempli d'eau à la température de l'air ambiant. De la garniture du ballon partent deux tubes : l'un, en plomb, communique avec une machine pneumatique ; l'autre avec le sommet de l'un des baromètres jumeaux, quand les pressions sont au-dessous de celle de l'atmosphère, et, dans le cas contraire, avec l'appareil fig. 956. Voici comment on dirige les expériences ; on raréfie l'air plus ou moins dans le ballon et, par conséquent, aussi dans la chaudière A ; à l'aide d'un peu de feu, l'eau est bientôt mise en ébullition ; les vapeurs, à mesure qu'elles se produisent et tendent à passer dans le ballon, sont condensées dans le tube TT', et retombent dans la chaudière ; en modérant convenablement le feu, on amène la température et la pression à rester constantes, alors on lit avec une lunette les indications des thermomètres et la différence de hauteur du mercure dans les baromètres. M. Regnault faisait la correction relative à la colonne de mercure des thermomètres, qui se trouvait au-dessus du couvercle de la chaudière, en supposant qu'elle avait pour température moyenne celle indiquée par un petit thermomètre dont le réservoir était à la moitié de la hauteur de la colonne : il avait reconnu par des expériences directes qu'on obtenait ainsi les mêmes résultats que si ces thermomètres eussent été plongés tout entiers dans les tubes de fer. Lorsque l'ébullition avait lieu sous de très-faibles pressions, les indications des thermomètres qui descendaient au-dessous du niveau de l'eau surpassaient celles des thermomètres plongés dans la vapeur, et la différence, qui alors allait jusqu'à 0°,7, diminuait à mesure que la pression augmentait, et devenait nulle pour la pression atmosphérique et les pressions plus élevées.

M. Marié a observé les températures d'ébullition de l'eau à l'air libre à différentes stations, dans une ascension au sommet du mont Pila, sous des pressions comprises entre $0^m,756$ et $0^m,645$, et les résultats qu'il a trouvés ont confirmé, aussi bien qu'on pouvait le désirer, ceux obtenus par M. Regnault dans les expériences dont nous avons donné un aperçu. Nous plaçons ici le tableau qu'il a dressé des forces élastiques des vapeurs d'eau pure, depuis —32° jusqu'à +100°.

Tableau des forces élastiques de la vapeur d'eau de — 32° à 100°, d'après M. Regnault.

TEMPÉRATURES.	FORCES ÉLASTIQUES.	TEMPÉRATURES.	FORCES ÉLASTIQUES.	TEMPÉRATURES.	FORCES ÉLASTIQUES.
	mm				
— 32°	0,310	13	11,162	57	129,251
31	0,336	14	11,908	58	135,505
30	0,365	15	12,699	59	142,015
29	0,397	16	13,536	60	148,791
28	0,431	17	14,421	61	155,839
27	0,468	18	15,357	62	163,170
26	0,509	19	16,346	63	170,791
25	0,553	20	17,391	64	178,714
24	0,602	21	18,495	65	186,945
23	0,654	22	19,659	66	195,496
22	0,711	23	20,888	67	204,376
21	0,774	24	22,181	68	213,596
20	0,841	25	23,550	69	223,165
19	0,916	26	24,988	70	233,093
18	0,996	27	26,505	71	243,393
17	1,084	28	28,101	72	254,073
16	1,179	29	29,782	73	265,147
15	1,284	30	31,548	74	276,624
14	1,398	31	33,406	75	288,517
13	1,521	32	35,359	76	300,838
12	1,656	33	37,411	77	313,600
11	1,803	34	39,565	78	326,811
10	1,963	35	41,827	79	340,488
9	2,137	36	44,201	80	354,643
8	2,327	37	46,691	81	369,287
7	2,533	38	49,302	82	384,435
6	2,758	39	52,039	83	400,101
5	3,004	40	54,906	84	416,298
4	3,271	41	57,910	85	433,041
2	3,879	42	61,055	86	450,344
1	4,224	43	64,346	87	468,221
0	4,600	44	67,790	88	486,687
1	4,940	45	71,391	89	505,759
2	5,302	46	75,158	90	525,450
3	5,687	47	79,093	91	545,778
4	6,097	48	83,204	92	556,757
5	6,534	49	87,499	93	588,406
6	6,988	50	91,982	94	610,740
7	7,492	51	96,661	95	633,778
8	8,017	52	101,543	96	657,535
9	8,574	53	106,636	97	682,029
10	9,165	54	111,945	98	707,280
11	9,792	55	117,178	99	733,305
12	10,457	56	123,244	100	760,000

Pour les températures inférieures à 0°, les forces élastiques de la vapeur sont représentées par la formule empirique $e = a + b\alpha^x$, dans laquelle $x = t - 32°$, $a = +0{,}0131765$, $\log b = \bar{1}{,}4724984$, et $\text{Log}\,\alpha = 0{,}0371566$. De 0° à 100°, les forces élastiques satisfont à l'équation $\text{Log}\ e = a + b\alpha^t + c\beta^t$, dans laquelle $a = +4{,}7384380$, $\text{Log}\ \alpha = 0{,}006865036$, $\log \beta = \bar{1}{,}9967249$, $\log b = \bar{2}{,}1340339$, et $\log c = 0{,}6116485$.

586. *Tension de la vapeur d'eau à des températures supérieures à 100°.* Pour mesurer la force élastique de la vapeur d'eau à des températures peu supérieures à celle de l'ébullition, Dalton employait un appareil composé d'un tube recourbé (fig. 378), dont la plus petite branche était fermée; il le remplissait de mercure comme un baromètre, et, après en avoir fait sortir quelques millimètres de mercure, le remplaçait par le liquide sur lequel il voulait opérer; ensuite il renversait le tube et faisait passer le liquide au sommet de la plus courte branche. Dalton enlevait alors une partie du mercure, notait sa hauteur dans les deux branches, et élevait la température du liquide en l'environnant d'un double cylindre métallique, dont l'intervalle était rempli d'huile fixe plus ou moins chauffée; mais, comme l'opacité du cylindre métallique l'empêchait de voir le niveau du mercure dans la plus courte branche, Dalton l'y supposait abaissé autant qu'il s'était élevé dans la longue branche, ce qui n'a lieu que quand les deux branches du tube ont des diamètres égaux. Cette méthode avait l'inconvénient de ne pas faire connaître exactement la température de la vapeur, car elle était inférieure à celle du liquide renfermé dans le cylindre. On pourrait se contenter d'employer le tube recourbé (fig. 379) disposé de la même manière, et que l'on plongerait dans des bains à différentes températures; mais cette dernière méthode a l'inconvénient d'échauffer le mercure d'une quantité difficile à estimer et, par conséquent, d'être peu exacte.

587. La mesure de la force élastique de la vapeur, à de hautes températures, présentait de grandes difficultés et n'était point sans danger. Jusqu'en 1830, époque de la publication des expériences faites par MM. Dulong et Arago, on ne connaissait que des tensions inférieures à huit atmosphères, et les résultats obtenus par divers physiciens ne s'accordaient point entre eux. Ces différences provenaient des nombreuses causes d'erreurs que présente l'observation de l'élasticité de la vapeur à haute tension; on n'avait pas su s'en garantir, ou elles avaient été mal appréciées.

La fig. 380 présente une coupe verticale de l'appareil de MM. Dulong et Arago. *a* est une chaudière en cuivre rouge épais, de 80 li-

tres environ de capacité; dd' un tube vertical qui prend ensuite la direction $d'd''$, pour communiquer avec le réservoir de fonte de l'appareil qui avait été employé pour vérifier la loi de Mariotte, et déjà décrit [313]; seulement, pour les expériences dont il s'agit, le système des tubes de verre avait été supprimé, et remplacé par un tube k, communiquant avec la partie supérieure et la partie inférieure du réservoir en fonte, afin de connaître le niveau du mercure dans ce réservoir. Celui-ci contenait en outre de l'eau, dont le niveau s'élevait jusqu'au point d'; et, pour qu'il ne s'abaissât pas par l'ascension du mercure dans le manomètre, la partie supérieure du tube $d'd''$ était entourée de linges sur lesquels on faisait arriver un courant d'eau froide, qui, en condensant la vapeur dans ce tube, le maintenait toujours plein. bb' est le levier d'une soupape de sûreté, dont les poids, mobiles sur des roulettes, sont tellement disposés, que le plus petit soulèvement de la soupape les déplace et amène son ouverture complète. La mesure de la température s'effectuait à l'aide de deux thermomètres à mercure logés dans deux tubes de fer pleins de mercure, et plongeant, l'un jusqu'à une petite distance du fond de la chaudière, l'autre au tiers environ de sa profondeur : par cette disposition se trouvait évitée l'erreur qu'aurait occasionnée la diminution de volume des réservoirs par la pression de la vapeur, si les thermomètres avaient été soumis à son action. Et enfin, pour corriger les indications des thermomètres de l'erreur provenant de ce que le mercure qui occupe une partie des tiges n'est pas soumis à la température de la vapeur, elles étaient recourbées horizontalement (fig. 381) et renfermées dans des tubes de verre où l'on faisait passer un courant d'eau continu, à température connue. Voici maintenant de quelle manière les expériences ont été faites. La chaudière étant chargée de la quantité d'eau convenable, on tenait le liquide en ébullition pendant 15′ à 20′, la soupape de sûreté étant ouverte, afin de chasser complétement l'air atmosphérique et les gaz dissous. On fermait alors toutes les ouvertures; on réglait les robinets d'écoulement de l'eau qui environnait le manomètre et les thermomètres, et celui d'injection de l'eau sur la partie supérieure du tube qui établit la communication entre la chaudière et le manomètre; puis on chargeait le fourneau d'une quantité convenable de combustible, et on attendait que la marche ascendante du thermomètre se ralentît. Lorsque le réchauffement ne faisait plus que des progrès très-lents, on commençait à noter les indications du manomètre et des quatre thermomètres; on pre-

nait ainsi plusieurs nombres très-rapprochés du maximum. L'observation faite à ce terme était seule calculée; les précédentes et les suivantes ne servaient qu'à garantir des erreurs de lecture. Les observations ont eu lieu jusqu'à une pression de vingt-quatre atmosphères. Le tableau suivant renferme les résultats obtenus.

Table des forces élastiques de la vapeur d'eau et des températures correspondantes de 1 à 24 atmosphères d'après l'observation, et de 24 à 50 atmosphères par le calcul.

ÉLASTICITÉ de la vapeur en prenant la pression de l'atmosphère pour unité.	COLONNE de mercure à 0° qui mesure l'élasticité.	TEMPÉRATURES correspondantes données par le thermomètre centigrade à mercure.	PRESSION sur un centimètre carré.
1	0,7600	100°	1,033
1 1/2	1,1400	112,2	1,549
2	1,5200	121,4	2,066
2 1/2	1,9000	128,8	2,582
3	2,2800	135,1	3,099
3 1/2	2,66	140,6	3,615
4	3,04	145,4 [1]	4,132
4 1/2	3,42	149,06	4,648
5	3,80	153,08	5,165
5 1/2	4,18	153,8	5,681
6	4,56	160,2	6,198
6 1/2	4,94	163,48	6,714
7	5,32	166,5	7,231
7 1/2	5,70	169,37	7,747
8	6,08	172,1	8,264
9	6,84	177,1	9,297
10	7,60	181,6	10,33
11	8,36	186,08	11,363
12	9,12	190,0	12,396
13	9,88	193,7	13,429
14	10,64	197,19	14,462
15	11,40	200,48	15,495
16	12,16	203,60	16,528
17	12,92	206,57	17,561
18	13,68	209,4	18,594
19	14,44	212,1	19,627
20	15,20	214,7	20,660
21	15,96	217,2	21,693
22	16,72	219,6	22,726
23	17,48	221,9	23,759
24	18,24	224,2	24,792
25	19,00	226,3	25,825
30	22,80	236,2	30,990
35	26,60	244,85	36,155
40	30,40	252,55	41,320
45	34,20	259,52	46,485
50	38,00	265,89	51,650

Les nombres renfermés dans ce tableau n'ont point été obtenus directement; on les a calculés à l'aide d'une formule qui satisfait aux résultats des observations. Cette formule est

$$t = \frac{\sqrt[8]{f} - 1}{0,7153},$$

t étant la température en degrés centigrades à partir de 100°, en prenant pour unité l'intervalle de 100°, et f l'élasticité en atmosphères de $0^m,76$. Mais de 1 à 4 atmosphères, on a employé une formule empirique indiquée par Tredgold, qui, dans cette partie de l'échelle, s'accorde mieux avec les observations. Cette formule est $t = 85\sqrt[6]{f - 75}$, dans laquelle t représente la température en degrés centigrades, et f la force élastique en centimètres de mercure.

Dans son travail sur la force élastique des vapeurs (*A. C. et P.*, t. II), M. Regnault, par le dernier procédé décrit [585], a observé les tensions de la vapeur d'eau jusqu'à 146°, et il a trouvé qu'elles étaient représentées par la formule empirique

$$\text{Log}\, e = a - b\alpha^x,$$

dans laquelle $x = t - 100$, $a = +5,8267890$, $\text{Log}\,\alpha = 1,9977641$, et $\log b = 0,4692291$.

Depuis, M. Regnault a fait des expériences à de plus hautes températures; mais il n'a point encore publié les résultats qu'il a obtenus.

588. Dalton avait admis que *les vapeurs des différents liquides ont des forces élastiques égales à des températures également éloignées de celles de leur ébullition.* Ainsi, par exemple, l'alcool bouillant à 78° et l'eau à 100°, la force élastique de la vapeur d'alcool à 70° serait égale à celle de l'eau à 92°. Si cette loi était exacte, on pourrait déterminer la force élastique de la vapeur d'un liquide quelconque à une température donnée, au moyen des tables de tension de la vapeur d'eau, lorsqu'on connaîtrait la température de l'ébullition de ce liquide; mais cette loi est inexacte, et même, dans la plupart des cas, elle ne présente pas une approximation suffisante.

M. Avogrado, par une méthode particulière, a trouvé pour la vapeur mercurielle, aux températures

230°; 240°; 250°; 260°; 270°; 280°; 290°,

les tensions suivantes :

$58^{mm},01$; 80,12; 105,88; 133,62; 165,22; 207,59; 252,51.

M. Avrogado a lié ces différents résultats par la formule

$$\text{Log}\, e = -0,64637t + 0,075956t^2 - 0,18452t^3,$$

dans laquelle e représente la force élastique de la vapeur en atmosphères de $0^m,76$, et t la température à partir de l'ébullition du mercure, en prenant pour unité 100°, et t positif en descendant.

M. Gay-Lussac a fait construire un appareil très-commode pour mesurer la force élastique des vapeurs de différents liquides à la température de l'air ambiant. Cet appareil (fig. 381 *bis*) est composé d'un grand nombre de tubes barométriques rangés circulairement autour d'un axe AB, et plongeant dans le milieu d'une grande cuvette *ab* pleine de mercure; les baromètres sont fixés à des cercles de cuivre *mn*, *m'n'*, faisant corps avec l'axe AB, qui, en tournant, les entraîne de telle manière qu'ils viennent successivement se présenter devant une tige graduée *pq*, où l'on mesure la dépression occasionnée par la vapeur des liquides introduits dans les tubes : un d'eux doit avoir sa chambre vide pour qu'il puisse servir de terme de comparaison.

589. *Le rapport du poids d'un certain volume de vapeur au poids d'un même volume d'air, à la même température et sous la même pression, est un nombre constant qui ne change qu'avec la nature de la vapeur.* Ce principe est une conséquence nécessaire de ce que les vapeurs qui ne sont point au maximum de densité se comportent comme les gaz par les variations de température et de pression. En effet, considérons un certain volume de vapeur au maximum de densité, à une température quelconque, et un même volume d'air à la même température et sous la même pression : si on échauffe la vapeur et l'air d'un même nombre de degrés, la pression restant la même, ces deux fluides se dilateront de la même quantité et, par conséquent, le rapport des poids de volumes égaux restera constant; si ensuite on augmente la pression jusqu'à ce que la vapeur prenne le maximum de densité qui correspond à sa nouvelle température, les volumes de vapeur et d'air varieront encore de la même manière et, par suite, le rapport des poids de volumes égaux ne sera pas changé.

Cette loi suppose nécessairement que les vapeurs se comportent exactement comme les gaz permanents par les variations de température et de pression. Tous les physiciens admettent ce principe; mais nous devons dire que très-probablement il n'est pas rigoureusement vrai, surtout dans les circonstances où la vapeur a une densité voisine du maximum. Cependant comme l'inexactitude n'en a point encore été bien constatée, et que d'ailleurs les écarts, quand ils existent, sont très-petits, nous l'admettrons, du moins comme une approximation suffisante dans la plupart des cas.

590. *Densité des vapeurs.* On désigne sous le nom de densité *absolue* de la vapeur d'un certain liquide, le nombre constant qui représente le rapport des poids de deux volumes égaux de vapeur

et d'air à la même température et sous la même pression. On désigne sous le nom de densité d'une vapeur à une certaine température et une certaine pression le nombre de fois que le poids d'un certain volume de vapeur à cette température et sous cette pression, contient le poids d'un même volume d'air à 0° et sous la pression de $0^m,76$, ou le poids d'un égal volume d'eau à 4°. Ainsi l'analogie est complète entre les gaz et les vapeurs; c'est en effet ce qui devait exister, puisque les gaz prétendus permanents ne sont que des vapeurs très-dilatées.

Nous allons examiner les procédés qui ont été employés pour déterminer les densités absolues des différentes vapeurs. Quant à la densité dans des circonstances données de température et de pression, on les obtiendra facilement au moyen des lois de Mariotte et de M. Gay-Lussac, puisqu'elle sera égale à une fraction connue, constante pour la même vapeur, de la densité de l'air dans les mêmes circonstances de température et de pression.

Si on représentait par d la densité absolue de la vapeur d'un certain liquide, la densité de cette vapeur à la température t et sous la pression p serait donnée par la formule

$$d' = d\,\frac{p}{0^m,76}\cdot\frac{1}{1+at}.$$

591. *Méthode de M. Gay-Lussac.* M. Gay-Lussac s'est proposé de déterminer le volume de vapeurs que pouvait produire à la température de son ébullition un volume donné de liquide. L'appareil qu'il a employé pour cet objet consiste (fig. 382) en une cloche de verre AB, divisée en parties d'égale capacité, et dont on connaît exactement le volume; on remplit cette cloche de mercure bien purgé d'air, et on la renverse dans une chaudière de fonte MN pleine de ce métal. Pour introduire dans la cloche un volume déterminé de liquide, on se sert d'une petite ampoule de verre m, terminée par deux petits tubes courts et très-capillaires; on la pèse successivement vide et pleine de liquide : la différence des deux poids donne celui du liquide; on en déduit facilement son volume, au moyen de sa densité et de ce que 1^g d'eau à 4° occupe le volume d'un centimètre cube. On ferme les extrémités effilées de l'ampoule en fondant le verre, et on l'introduit sous la cloche AB : par sa légèreté spécifique, elle traverse le mercure et vient se loger à la partie supérieure. Alors on met dans le cylindre CD un liquide bouillant à une température t supérieure à celle de l'ébulli-

tion du liquide de l'ampoule, et on chauffe la chaudière MN : bientôt le liquide renfermé dans l'ampoule, par sa dilatation, brise son enveloppe, et les vapeurs, se répandant dans la partie supérieure de la cloche, font descendre le mercure. On mesure le volume occupé par cette vapeur, et, en le corrigeant de la dilatation du verre, on a le volume réel de la vapeur à t°, sous une pression égale à celle de l'air, diminuée de la hauteur du mercure de la cloche au-dessus du niveau du bain. Mais pour avoir des volumes comparables entre eux, on réduit le volume obtenu à ce qu'il serait sous la pression de $0^{m},76$, au moyen de la loi de Mariotte. Pour mesurer la hauteur du mercure dans la cloche au-dessus du niveau de ce métal dans le bain extérieur, M. Gay-Lussac s'est servi d'une vis en fer PQ traversant la barre RS que l'on appuyait sur les bords de la marmite MN, bords qui avaient été dressés à l'émeri, et rendus parfaitement horizontaux au moyen d'un niveau à bulle d'air ; on enfonçait, en la faisant tourner, la tige PQ dans la traverse RS jusqu'à ce que la pointe Q coïncidât avec le mercure, ce que l'on reconnaissait facilement, car alors l'extrémité de la pointe touche l'extrémité de son image ; ensuite, au moyen d'une lunette munie d'un fil horizontal, que l'on amenait au niveau du mercure de la cloche AB, et au niveau de la pointe Q on obtenait d'une manière très-précise la distance de ce niveau à celui de la chaudière.

Soient h la hauteur du mercure dans la cloche, H la hauteur du baromètre, V le nombre de centimètres cubes occupés par la vapeur, et p le poids du liquide employé. Le volume de la vapeur, sous la pression $H - h$, corrigé de la dilatation du verre, est $V(1 + kt)$. Ce volume, sous la pression $0^{m},76$, sera

$$V(1 + kt)\frac{H - h}{0^{m},76}.$$

Et enfin le volume de la vapeur produite par un gramme d'eau sera

$$V(1 + kt)\frac{H - h}{0^{m},76}\cdot\frac{1}{p}.$$

Dans ces expériences, il faut nécessairement que la totalité du liquide soit réduite en vapeur : par conséquent, on doit en introduire une quantité plus petite que celle qui serait nécessaire pour remplir toute la cloche de vapeurs. On reconnaît que cette condition a été remplie quand, à la température de l'ébullition du liquide, le mercure dans la cloche est au-dessus du niveau extérieur : car, s'il y avait un excès de liquide à cette température, la force élastique de la vapeur serait égale à celle de l'atmosphère, et le métal serait à la même hauteur en dedans et en dehors de la cloche ; et, à une tem-

pérature plus élevée, le mercure serait déprimé. On pourrait craindre que le verre n'absorbât une partie de la vapeur par son action hygrométrique et, par conséquent, que le volume apparent de la vapeur ne fût plus petit que le volume réel. Il serait facile de reconnaître et de mesurer cette influence du verre en déterminant la densité d'une même vapeur dans des cloches ayant des diamètres différents, et dans lesquelles, pour le même volume de vapeur, la surface du verre serait très-différente. Mais, en chauffant le liquide à 15° ou 20° au-dessus de la température de l'ébullition, l'action hygrométrique du verre parait être sans influence.

M. Gay-Lussac a trouvé ainsi qu'un gramme d'eau pure produisait $1^{\text{litre}},696$ de vapeurs à 100°, sous la pression de $0^{m},76$; c'est-à-dire qu'un volume d'eau d'un centimètre cube donnait 1696 centimètres cubes de vapeur. Ainsi la densité de la vapeur d'eau à 100° est à celle de l'eau comme 1 est à 1696. Un litre de vapeur d'eau pesant 1^{g}, : 1,696 et un litre d'air sec à la pression $0^{m},76$ et à la température de 100° pesant $1^{g},29$: 1,366, le poids de la vapeur aqueuse à 100° est à celui de l'air, à la même température et sous la même pression, comme 1,069 est à 1,696, ou à peu près comme 10 est à 16, ou comme 5 est à 8. Ainsi $5/8 = 0,625$ est la densité absolue de la vapeur d'eau.

582. La densité de la vapeur a été déterminée il y a peu de temps par M. Regnault (*A. C. et P.*, t. XV). La moyenne des résultats obtenus dans une première série d'expériences diffère peu de 0,622; mais il n'en a pas été de même des expériences faites par le procédé suivant plus exact. Un ballon de verre exactement jaugé contenant une petite ampoule renfermant un poids connu d'eau, est placé dans un vase de tôle plein d'eau dont on peut élever et maintenir la température; il est en communication avec un manomètre et une machine pneumatique. Après avoir fait le vide, on chauffe le bain, l'ampoule éclate, et on observe la pression; si le poids de l'eau employée est inférieur à celui de la vapeur saturée que contiendrait le ballon à la température de l'observation, ce poids, la force élastique de la vapeur, sa température et le poids de l'air sec qui remplirait le ballon à 0° et sous la pression de $0^{m},760$, conduisent facilement à la densité de la vapeur.

En désignant ces quantités par p, f, t et π, on a évidemment

$$\delta = \frac{p}{\pi} \cdot \frac{1 + at}{1 + kt} \cdot \frac{760}{f}.$$

En opérant ainsi, M. Regnault a trouvé que la densité de la va-

peur variait, avec son état de saturation dans le ballon, de 0,62078 à 0,64693 lorsque la saturation passe de 0,3 à 1. Mais cet habile physicien pense que ces différences pourraient provenir de ce qu'une partie de la vapeur reste condensée sur les parois vitreuses du ballon, et ne prend l'état aériforme que quand la vapeur est éloignée de l'état de saturation. En attendant que la question soit résolue, nous admettrons le chiffre 0,622 pour la densité de la vapeur, qui s'écarte peu de ceux trouvés par M. Gay-Lussac, et dans les premières expériences de M. Regnault.

593. La densité exacte de la vapeur d'eau, d'après les expériences de M. Gay-Lussac, serait 0,6235, nombre bien voisin de celui qu'on trouverait en partant de la loi établie par ce célèbre chimiste relativement à la composition des corps dont les éléments peuvent être obtenus à l'état de gaz ou de vapeur. D'après cette loi, deux volumes de vapeur d'eau étant formés de deux volumes d'hydrogène et d'un volume d'oxygène, le poids de ces deux volumes de vapeur serait égal à celui de deux volumes d'hydrogène, 0,13852, et à celui d'un volume d'oxygène, 1,10563, c'est-à-dire à 1,24441; alors le poids d'un volume de vapeur d'eau serait 0,6220 [577].

M. Gay-Lussac a trouvé, par sa méthode, les résultats inscrits au tableau ci-dessous :

NOMS DES LIQUIDES.	DENSITÉ DES VAPEURS.	TEMPÉRATURES DE L'ÉBULLITION.
Eau	0,6235	100
Acide hydrocyanique	0,9476	26,50
Alcool	1,6138	78
Ether hydrochlorique	2,219	11
Ether sulfurique	2,5860	36
Sulfure de carbone	2,6447	47
Essence de térébenthine	5,0130	157
Ether hydriodique	5,4749	65

594. *Méthode de M. Dumas.* M. Dumas emploie pour la détermination de la densité des vapeurs une méthode beaucoup plus simple, et qui est applicable à tous les corps dont la température de l'ébullition est inférieure à celle du ramollissement du verre. Cette méthode consiste à déterminer directement le poids d'un volume connu de vapeurs, sous la pression de l'atmosphère et à une cer-

taine température. Le rapport entre ce poids et celui d'un même volume d'air, à la même température et sous la même pression, donne alors la densité cherchée. Voici le mode d'opération : on prend un ballon de verre contenant de 250 à 500 centimètres cubes, on le lave à l'eau distillée, et on le dessèche complétement, en le chauffant et en insufflant de l'air dans l'intérieur, à l'aide d'un soufflet. Alors on ramollit le col tout près de la panse au moyen d'une lampe d'émailleur, on l'étire de manière à obtenir un long tube capillaire, qu'on coupe vers l'extrémité, au moyen d'une pierre à fusil. Le ballon froid, pouvant être considéré comme ne renfermant que de l'air sec, est pesé exactement, et on prend la température et la hauteur du baromètre. Alors on chauffe légèrement le ballon, et on plonge le bec dans la substance naturellement liquide ou liquéfiée par la chaleur, sur laquelle on veut opérer : par le refroidissement la matière pénètre dans le ballon, et on arrête l'absorption lorsqu'il s'en est introduit quelques grammes. On fixe le ballon, le col vertical, au fond d'une petite bassine de fonte, que l'on remplit d'un liquide qui doit être échauffé à 20° ou 30° au-dessus du point d'ébullition du corps à réduire en vapeur; on emploie de l'eau quand cette dernière température est inférieure à 80°, de l'huile fixe si elle s'élève à 200°, et enfin l'alliage fusible de Darcet, si elle doit être portée plus haut. Si l'huile était chauffée jusqu'à 300°, il faudrait opérer en plein air, pour éviter toute chance d'incendie. Lorsque le bain a atteint la température de l'ébullition de la substance, il sort du ballon un jet de vapeurs, qui cesse lorsqu'il ne renferme plus d'excès de matière, et ne contient plus que de la vapeur sous la pression atmosphérique et à la température du bain. A l'instant où le jet s'arrête, on ferme l'orifice du ballon à l'aide d'un chalumeau. Mais, pour être assuré que la température de la vapeur est bien celle du bain, il faut nécessairement que celle de ce dernier reste stationnaire pendant quelques minutes. Cette condition est satisfaite quand on emploie de l'eau qu'on porte à l'ébullition; mais, quand on se sert d'un bain d'huile ou d'alliage, il faut enlever complétement le feu du foyer lorsque le bain est à 5° ou de 6° au-dessous du point qu'on veut atteindre : la température s'élève lentement; et, quand elle est parvenue à son maximum, elle reste stationnaire pendant un temps suffisant. C'est alors qu'on la mesure et qu'on ferme l'orifice du ballon. Celui-ci, refroidi et essuyé, est pesé de nouveau. Alors on plonge le bec du ballon dans le mercure, et on coupe la pointe

avec une pierre à fusil : le mercure rentre dans le ballon, et le remplit complétement, si l'excès de matière a été suffisant pour expulser la totalité de l'air; dans le cas contraire, il reste de l'air, dont il faut mesurer le volume pour en tenir compte. Pour cela on brise peu à peu le col capillaire du ballon au moyen d'une pince, et en opérant sous le mercure, jusqu'au point où le tube cesse d'être capillaire; on fait passer l'air dans une cloche graduée, et on prend son volume, la température et la pression; enfin on mesure le volume du mercure qui remplit le ballon, en l'introduisant dans une cloche étroite et graduée, ou en pesant le ballon successivement plein d'air et d'eau. A l'aide de toutes ces données il est facile de calculer le poids de la vapeur, ainsi que son volume. En effet, connaissant le volume du ballon froid, on calculera facilement le poids de l'air qu'il contenait lors de la première pesée; et en ajoutant ce poids à la différence entre le poids du ballon plein de vapeur et d'air, on aura le poids de la vapeur, dans le cas ou la totalité de l'air aurait été expulsé. Dans le cas contraire, il faudra retrancher le poids de l'air resté dans le ballon, dont on a le volume, la température et la force élastique. Quant au volume de la vapeur, il est évidemment égal au volume du ballon à la température où il a été fermé, diminué du volume d'air non expulsé, ramené à cette même température. Cette méthode, d'une exécution facile, est maintenant d'un grand usage dans les analyses chimiques.

595. L'extrême difficulté, pour ne pas dire l'impossibilité, d'obtenir des densités de vapeur au-dessus de 400° au moyen des dispositions indiquées et employées par M. Dumas, a conduit M. Mitscherlich à proposer les suivantes, qui permettent d'opérer à des températures plus élevées. Un cylindre de fonte de 20 centimètres de diamètre et de 2 centimètres d'épaisseur contient deux cylindres de tôle qui lui sont concentriques : dans le plus petit on place côte à côte deux tubes de verre droits fermés à un bout, ouverts, mais effilés en pointe à l'autre, de même verre, de mêmes dimensions et jaugeant environ un demi-litre : l'un est destiné à contenir la vapeur, l'autre doit servir de thermomètre à air; le manchon de fonte porte un tourillon central sur chaque fond, ce qui permet de le disposer comme une sorte de moufle dans un fourneau à vent, et de l'y chauffer également sur tout son contour en lui imprimant un mouvement continu et uniforme de rotation. Quand on juge que tout l'air a été expulsé du tube à vapeur et qu'il n'en sort plus rien, on ferme successivement, et à un intervalle très-court, les becs effilés des deux tubes, qui

font légèrement saillie sur l'obturateur du manchon, et l'on prend note au même moment de la pression atmosphérique. Ce qui a été dit antérieurement suffit pour faire comprendre comment on peut évaluer, au moyen du tube à air, la température du tube à vapeur à l'instant où on l'a fermé, et par la pesée de ce dernier, la densité de la vapeur.

M. Dumas a obtenu par sa méthode les résultats consignés dans le tableau suivant :

NOM DU CORPS.	DENSITÉ.	POIDS D'UN LITRE.
Vapeur d'iode	8,716	11,323
Vapeur de mercure	6,976	9,0625
Protochlorure de phosphore	4,875	6,3532
Hydrogène arseniqué	2,695	3,5023
Protochlorure d'arsenic	6,3006	8,1852
Chlorure de silicium	5,939	7,7154
Acide fluorique silicé	3,600	»
Chlorure de bore	2,942	5,1212
Acide fluoborique	2,3124	»
Perchlorure d'étain	9,1997	11,9514
Perchlorure de titane	6,836	8,881

596. D'après la théorie comme d'après l'expérience, la densité d'une vapeur par rapport à l'air est constante, à quelque température qu'on l'ait prise au-dessus de celle de l'ébullition du liquide qui l'a fournie, dès qu'elle n'est pas à saturation. Certaines substances organiques, volatiles sans décomposition, font exception : elles fournissent des vapeurs dont la densité est notablement plus forte à 25° ou 30° seulement du point d'ébullition qu'à 80° et 100° au delà de ce terme. C'est un fait mis hors de doute par M. Cahours, et qui, rapproché des résultats observés par M. Regnault sur la dilatation des gaz à diverses pressions, semble prouver que, dans les vapeurs comme dans les gaz, les effets de la force attractive intermoléculaire ne devient insensible qu'à une température très-élevée au-dessus de celle où le liquide générateur de la vapeur ou du gaz entre en ébullition. La connaissance de cette particularité intéresse surtout les chimistes pour la détermination des poids atomiques ou des équivalents.

Mélange des gaz et des vapeurs.

597. Pour observer les phénomènes que présentent les mélanges de vapeurs et de gaz, on se sert de l'appareil fig. 376 : après avoir fait le vide dans le ballon, on y introduit le gaz dans lequel on veut développer les vapeurs; le baromètre *abc* en mesure la tension ; ensuite on fait tomber dans le ballon, par le robinet *p*, le liquide qui doit être réduit en vapeur; puis on place l'appareil dans un bain à la température où l'on veut faire l'expérience. Dalton a reconnu par ce procédé : 1° que les vapeurs qui se développent dans les gaz ne saturent pas instantanément l'espace occupé par le gaz; qu'il s'écoule toujours un certain temps depuis l'instant où le liquide est introduit jusqu'à celui où le baromètre, devenant stationnaire, indique qu'il ne se forme plus de vapeurs; 2° que la force élastique d'un mélange de gaz et de vapeurs est égale à la force élastique du gaz, plus celle de la vapeur qui se développerait dans le vide à la même température; 3° que la quantité de vapeurs qui se forme dans un gaz est égale à celle qui se formerait dans un même espace vide à la même température. Ainsi, les vapeurs se développent dans les gaz comme dans le vide; seulement les gaz opposent à l'évaporation un obstacle mécanique qui la retarde, et le mélange des gaz et des vapeurs s'effectue comme celui des gaz permanents.

598. Pour vérifier la loi que nous venons d'énoncer, quand la température ne change pas, on peut employer un appareil très-commode (fig. 383), imaginé par M. Gay-Lussac. Cet appareil se compose d'un tube AB, divisé en parties d'égale capacité, et muni à ses deux extrémités de robinets en fer R et R'; la partie inférieure communique avec un tube latéral vertical CD d'un diamètre beaucoup plus petit, et ouvert à son sommet. On fait chauffer l'appareil afin de le sécher, et on remplit en totalité le cylindre AB de mercure récemment bouilli, en le versant par la partie supérieure : le mercure monte dans le tube CD, et s'y maintient au même niveau; alors on visse sur le robinet R un ballon rempli du gaz, parfaitement desséché, sur lequel on veut opérer, et on ouvre les robinets R et R'. Une certaine quantité de mercure s'écoule par le robinet inférieur, et le gaz s'introduit dans le cylindre AB; lorsqu'il en est entré une quantité suffisante, on ferme les robinets R et R'. Le gaz introduit étant dilaté, le niveau du mercure est plus bas dans CD que dans AB; pour que le gaz ait une tension égale à la pression de l'atmosphère, on verse du mercure par le petit tube

jusqu'à ce que le niveau dans les deux tubes soit à la même hauteur; le gaz est alors soumis à une pression mesurée par la hauteur du mercure dans le baromètre.

Pour introduire dans le gaz le liquide qui doit s'y vaporiser, on place sur le robinet R un robinet R'', dont la clef n'est point percée de part en part, mais renferme seulement une petite cavité; on verse du liquide dans le petit entonnoir qui termine le robinet, et en tournant la clef on introduit à chaque fois un petit volume de liquide sans mettre le gaz en communication avec l'air.

Lorsqu'on a fait entrer ainsi une certaine quantité de liquide, le mercure descend dans AB au-dessous de son niveau dans CD. Par exemple, en employant de l'éther, l'abaissement est d'environ 38 centimètres. Si on verse du mercure par le tube CD, de manière à ramener le volume du gaz et des vapeurs au volume primitif du gaz sec, il est évident que la différence de niveau sera la tension de la vapeur : or, on trouve que cette tension est la même que celle de la vapeur dans le vide à la même température. Si on établit seulement l'égalité de niveau en ouvrant le robinet inférieur R', en désignant par V et V' les volumes du gaz sec et du mélange sous la pression atmosphérique, il est évident que dans le mélange la force élastique du gaz sera égale à la pression extérieure multipliée par $\frac{V}{V'}$; par conséquent la force élastique de la vapeur sera la différence entre la hauteur du baromètre et cette force élastique : on trouve alors que cette différence est encore précisément égale à la tension de la vapeur dans le vide à la même température. Enfin, en calculant la force élastique de la vapeur sans ramener les niveaux à la même hauteur, on arrive encore au même résultat.

En désignant par p la pression barométrique, et par f la force élastique de la vapeur, on a évidemment, après le rétablissement du niveau dans les deux tubes,

$$f + \frac{pV}{V'} = p; \text{ d'où } f = p\left(\frac{V' - V}{V'}\right).$$

Si on n'avait point ramené le mercure à la même hauteur dans les deux tubes, en appelant h la différence des niveaux, on aurait

$$f + \frac{pV}{V'} = p + h; \text{ d'où } f = h + \frac{p(V' - V)}{V'}.$$

Dans ce qui précede nous avons supposé que AB renfermait un excès de liquide, de manière que le gaz était toujours saturé de

vapeurs; mais, si on introduisait une quantité de liquide insuffisante pour saturer le gaz, le mélange se dilaterait comme un gaz sec : car, en faisant écouler de nouveau du mercure, on trouverait que les volumes du mélange sont en raison inverse des pressions.

En appelant V' le volume du mélange sous la pression de l'atmosphère, V'' le volume du mélange après l'écoulement d'une certaine quantité de mercure, et h la différence de hauteur du mercure dans les deux tubes AB et CD, l'expérience donne toujours

$$\frac{V''}{V'} = \frac{p}{p-h}; \text{ d'où } p-h = p.\frac{V'}{V''}, \ldots\ldots (a).$$

Pour démontrer qu'il résulte de là, que la vapeur se dilate comme un gaz, appelons f et f' les tensions de la vapeur correspondantes aux volumes V', V'' : nous aurons

$$f' + (p-f)\frac{V'}{V''} = p - h.$$

Substituant la valeur de $p-h$, tirée de l'équation (a), il vient

$$f' = f\frac{V'}{V''}.$$

L'appareil que nous venons de décrire présenterait un inconvénient si on opérait sur l'éther, attendu que ce liquide dissoudrait les corps gras dont les pièces métalliques sont enduites, et le robinet supérieur pourrait ne plus fermer exactement. Pour éviter cet inconvénient, M. Gay-Lussac a fermé complétement le tube AB par sa partie supérieure (fig. 384); on le remplit de mercure par la partie inférieure en le tenant renversé; puis ayant fait passer le gaz sur lequel on veut opérer, en plaçant l'appareil dans sa position naturelle sur une cuve à mercure, on introduit le liquide en le versant d'abord dans le tube CD; ouvrant alors le robinet inférieur R', le niveau du mercure s'abaisse plus rapidement dans ce tube que dans AB, et il arrive un instant où tout le mercure s'en est écoulé; alors le liquide pénètre dans le tube AB.

La loi relative au mélange des gaz et des vapeurs permet de résoudre un grand nombre de problèmes qui se rencontrent souvent dans les recherches physiques; nous en citerons quelques-uns.

599. *Détermination de la densité d'un mélange de gaz et de vapeurs.* Nous avons vu que, quand on mêle des volumes égaux de gaz et de vapeurs, le mélange a une force élastique égale à celle du gaz augmentée de celle de la vapeur sous le même volume; il est évident, d'après cela, que, pour avoir la densité d'un mélange de gaz et de vapeurs, il faudra ajouter la densité de la

vapeur sous la tension qu'elle possède dans le mélange à celle du gaz sous une pression égale à celle du mélange diminuée de la tension de la vapeur.

p désignant la tension du mélange, et f celle de la vapeur, la force élastique du gaz sera $p-f$. En appelant d la densité du gaz sec à la température du mélange sous la pression p, à la pression $p-f$ elle sera $d.\frac{p-f}{p}$, et celle de la vapeur sera $d\frac{f}{p}.m$, en désignant par m la densité absolue de la vapeur. Ainsi on aura pour la densité du mélange

$$d\left(\frac{p-f}{p}+\frac{f}{p}.m\right), \text{ ou, } d\left(1+(m-1).\frac{f}{p}\right).$$

On voit, d'après cette formule, que la densité d'un mélange d'air et de vapeur d'eau est toujours plus petite que celle de l'air sec à la même température et à la même pression : car pour la vapeur d'eau $m-1$ est égal à $-3/8$.

600. *Connaissant le volume d'un mélange de gaz et de vapeurs à une certaine température et sous une certaine pression, déterminer le volume du gaz sec à une température et sous une pression quelconque.* Soient V le volume du mélange à la température t sous la pression p, f la force élastique de la vapeur, et V′ le volume du gaz sec à la température T et sous la pression P : on aura

$$V' = V \times \frac{p-f}{P}\left(\frac{1+T.\,0{,}00366}{1+t.\,0{,}00366}\right).$$

601. *Un gaz et un liquide étant renfermés dans un vase clos, reconnaître par les variations de tension du mélange s'il y a eu absorption ou émission de gaz.* Soient p la pression initiale à la température t, p' la pression à la température t', et f et f' les tensions de la vapeur correspondantes à ces deux températures : on aura évidemment

$$p' = f' + \frac{(p-f)\,(1+t'.\,0{,}00366)}{1+t.\,0{,}00366}.$$

Comme on connaît f et f', il suffira de comparer la valeur de p', obtenue au moyen de cette formule, à celle que l'on observera, pour savoir s'il y a eu absorption ou émission de gaz.

602. *Étant donné le volume d'un mélange de gaz et de vapeurs, trouver le volume du mélange à une autre température et sous une autre pression.* Soient V le volume primitif sous la pression p à la température t, et f la tension de la vapeur ; V′ le volume sous la pression p' à la température t', et f' la tension de la vapeur. Le problème se réduit à celui-ci : Étant donné le volume V d'un gaz sec à la température t sous la pression $p-f$, trouver le volume V′ du même gaz à la température t', sous la pression $p'-f'$. On a alors

$$\frac{V'}{V} = \frac{p-f}{p'-f'}\left(\frac{1+t'.\,0{,}00366}{1+t.\,0{,}00366}\right) \ldots\ldots (a).$$

Quand le mélange n'est point en contact avec un excès de liquide, et que

les variations de pression ou de température n'ont point amené le gaz à la saturation, il n'y a ni condensation ni émission de vapeur, et celle qui existait primitivement s'est comportée comme un gaz permanent : par conséquent les tensions f et f' sont proportionnelles à p et p', et la formule devient

$$\frac{V'}{V} = \frac{p}{p'}\left(\frac{1+t'.\,0{,}00366}{1+t.\,0{,}00366}\right) \ldots\ldots (b).$$

La formule (a) devra toujours être employée quand le mélange sera en contact avec un excès de liquide ; la formule (b) pourra être employée dans le cas contraire, mais seulement quand le poids de la vapeur restera constant. Pour savoir quand cette condition sera remplie, représentons par d et d' la densité de la vapeur sous les tensions f et f' : nous aurons

$$\frac{d'}{d} = \frac{f'}{f}\left(\frac{1+t.\,0{,}00366}{1+t'.\,0{,}00366}\right) \ldots\ldots (c);$$

et en multipliant les équations (a) et (c), il vient

$$\frac{V'd'}{Vd} = \frac{pf'-ff'}{p'f-ff'},$$

équation qui fait voir que, suivant qu'on aura pf' plus grand que $p'f$, pf' plus petit que $p'f$, ou $pf'=p'f$, le poids de la vapeur sera plus grand, plus petit, ou le même dans le second cas que dans le premier. Ainsi la formule (b) ne pourra être employée que dans le cas où $pf'=p'f$.

Si dans l'équation (a) on suppose $t=t'$, il vient

$$\frac{V'}{V} = \frac{p-f}{p'-f'}.$$

Ainsi, dans les mélanges de gaz et de vapeurs, la loi de Mariotte ne subsiste qu'autant que les tensions f et f' sont proportionnelles aux pressions, c'est-à-dire qu'autant qu'il n'y a ni émission ni condensation. Dans le cas de la compression d'un gaz saturé, $f=f'$, p' est plus grand que p et, par conséquent, le volume diminue dans un plus grand rapport que la pression. On voit, d'après cela, pourquoi nous avons recommandé d'employer les gaz secs dans les expériences qui sont destinées à vérifier la loi en question.

603. Il résulte des lois sur les mélanges des gaz et des vapeurs, que le poids de la vapeur à saturation qui se trouve dans un volume donné d'un gaz, peut se déduire de la densité de la vapeur et de la température de l'air, car on connaît la tension maxima de la vapeur à toutes les températures. M. Regnault a fait de nombreuses expériences pour vérifier cette conséquence de la théorie admise. L'appareil qu'il a employé est représenté fig. 958 : O, ballon de verre renfermant des éponges mouillées, ouvert à une des extrémités et communiquant par l'autre à la tubulure g d'une cloche en fer-blanc MN, placé sur une large assiette pleine d'eau ; RS, manchon en toile métallique ouvert par les deux bouts, reposant dans la même as-

siette que la cloche MN, et couvert sur ses deux faces d'un linge mouillé baignant dans l'eau de l'assiette; A, B, C, tubes renfermant de la ponce sulfurique, communiquant d'un côté avec le tube *fo*, qui se prolonge dans le manchon RS, et de l'autre avec un tube garni d'un robinet *r*, et dont la branche *tt'* descend jusqu'au fond du vase en fer-blanc V qu'on nomme *aspirateur;* T, T', thermomètres qui donnent la température de l'air dans le manchon RS et dans V. Ce vase étant rempli d'eau, si on ouvre le robinet R, l'écoulement aura lieu avec une vitesse constante, le tuyau *tt'* produisant l'effet d'un tube de Mariotte; l'air extérieur, aspiré pour remplacer l'eau écoulée, se saturera d'humidité dans le ballon et dans l'intervalle de la cloche et du manchon, puis se desséchera en passant dans les tubes A, B, C. L'accroissement de leur poids est égal au poids de la vapeur d'eau abandonnée par le volume d'air V.

Soient t la température moyenne de l'air pendant l'expérience, f la force élastique de la vapeur à la température t, t' la température de l'aspirateur à la fin de l'expérience, f' la tension de la vapeur correspondante, H la hauteur du baromètre à la fin de l'expérience, et V le volume du vase à 0°.

Le volume du vase à t'° est $V(1+kt')$; l'air supportant la pression $H-f'$ dans l'aspirateur et $H-f$ dans le manchon, le volume d'air aspiré est évidemment

$$V(1+kt')\cdot\frac{H-f'}{H-f}\cdot\frac{1+at}{1+at'}.$$

ω étant le poids d'un centimètre cube d'air à 0° sous la pression de 0^m,760, et δ la densité de la vapeur, on aura, pour le poids de la vapeur renfermée dans le volume d'air aspiré,

$$V(1+kt')\cdot\frac{H-f'}{H-f}\cdot\frac{1+at}{1+at'}\,\omega\delta\,\frac{1}{1+at}\cdot\frac{f}{760}.$$

M. Regnault a reconnu que les aspirateurs ayant à peu près 60 litres de capacité, et l'écoulement total ayant lieu dans une heure et demie, un seul tube à ponce sulfurique de 0^m,18 de hauteur absorbait à lui seul toute l'humidité de l'air; que le second, et par conséquent le troisième, étaient inutiles; mais il est plus sûr d'en employer deux.

L'appareil que nous venons de décrire ne peut servir que pour absorber la vapeur d'eau de l'air saturé à la température ordinaire. Pour saturer l'air à la température de 0°, M. Regnault s'est servi de l'appareil fig. 959. MN est un vase de fer-blanc ouvert en dessus, garni d'un robinet *r* et rempli de glace pilée; *ab* est un tube fermé à la partie supérieure et communiquant latéralement avec les tubes de

dessiccation ; quand l'aspirateur fonctionne, l'air extérieur traverse la glace pour gagner l'orifice *b*, et se sature de vapeur à 0°. Pour saturer l'air à une température supérieure à celle de l'atmosphère, le même physicien s'est servi de l'appareil fig. 960, qui ne diffère de celui de la fig. 958, qu'en ce qu'il est plongé dans un vase plein d'eau maintenue à une température constante : l'air, avant d'arriver dans l'appareil, traversait un ballon à éponges entouré d'eau à une température un peu inférieure à celle du vase dont nous venons de parler.

En admettant 0,622 pour la densité de la vapeur, M. Regnault a trouvé que, dans toutes ces expériences, le poids réel de l'eau contenue dans l'air était un peu plus grand que celui qu'on obtenait par le calcul ; mais comme les différences ont rarement atteint un centième, on doit regarder ces expériences comme confirmant les lois admises.

De l'hygrométrie.

604. L'hygrométrie a pour objet la recherche des différents degrés d'humidité de l'air : les instruments dont on se sert à cet effet portent le nom d'*hygromètres* ou d'*hygroscopes*, et on désigne par *état hygrométrique* de l'air, le rapport entre la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air à celle qui s'y trouverait s'il en était saturé, ou le rapport entre la tension de la vapeur dans l'air et sa tension maximum à la même température.

Lorsque la température t de l'air est donnée ainsi que son état hygrométrique I, on peut en déduire la tension F' de la vapeur et le poids de celle que contient un certain volume d'air : car, au moyen de la table, page 500, on trouvera la tension maximum F à t° ; celle de la vapeur dans l'air sera évidemment $F' = IF$; et le poids P de la vapeur contenue dans un volume donné d'air sera les 5/8 du poids du même volume d'air à la température t° et sous la pression IF. Il est également facile de reconnaître que les quantités I, F' et P sont telles, qu'une d'entre elles étant donnée ainsi que la température, les deux autres s'en déduisent facilement.

Les différentes méthodes qui ont été imaginées jusqu'ici pour mesurer le degré d'humidité de l'air sont fondées sur les principes suivants : 1° sur l'augmentation de poids des substances ayant une grande affinité pour l'eau ; 2° sur le froid produit par l'évaporation ; 3° sur l'abaissement de température que l'air doit éprouver pour atteindre le terme de la saturation ; 4° enfin, sur la contraction ou la

dilatation que certaines substances organiques éprouvent par l'humidité de l'air.

605. PREMIÈRE MÉTHODE. *Absorption de l'humidité par une substance très-hygrométrique.* On pourrait employer du chlorure de calcium, de la potasse caustique ou de la chaux vive; mais la pierre ponce mouillée d'acide sulfurique concentré est bien préférable. Si on opère sur un volume connu d'air et qu'on effectue complétement sa dessiccation, l'augmentation de poids de la substance employée représentera le poids de la vapeur en dissolution dans l'air.

Pour déduire de ce poids l'état hygrométrique de l'air, on cherchera dans la table la tension maximum de la vapeur à la température de l'observation, on calculera le poids de celle qui serait dissoute dans le volume d'air sur lequel on a opéré ramené à ce qu'il serait s'il était sec, et le rapport de ces poids sera l'état hygrométrique cherché.

L'appareil le plus convenable qu'on puisse employer est celui de de M. Regnault (fig. 958) en supprimant le vase MN et le ballon O, et plaçant au point *f* un tube qui prendrait l'air dans le lieu dont on veut déterminer l'état hygrométrique. Cette méthode est certainement la plus exacte qu'on puisse employer, mais elle est longue et ne donne que l'état hygrométrique moyen pendant la durée de l'expérience.

606. DEUXIÈME MÉTHODE. *Par le refroidissement provenant de l'évaporation.* Nous verrons, lorsqu'il sera question des phénomènes qui accompagnent les changements d'état des corps, que l'évaporation spontanée des liquides est toujours accompagnée d'un abaissement de température. Ce refroidissement provient de la chaleur absorbée par la formation de la vapeur; il est limité, quoique l'évaporation continue, 1° parce qu'à mesure que l'eau se refroidit, elle rayonne moins sur les corps environnants, tandis qu'elle en reçoit toujours la même quantité de chaleur rayonnante; 2° parce que la tension du liquide, et par conséquent l'évaporation, diminue avec sa température; 3° et enfin parce que l'air, par son renouvellement à la surface du liquide, condition nécessaire pour que l'évaporation se continue, cède à l'eau une quantité de chaleur d'autant plus grande, qu'elle est plus refroidie.

607. M. Gay-Lussac a proposé le premier d'employer cet abaissement de température pour déterminer l'état hygrométrique de l'air. Un thermomètre dont la boule est recouverte d'une toile humide porte le nom de *psychromètre.* On admettait que ce refroidissement est indépendant de l'agitation de l'air, et proportionnel à

la différence entre la tension maximum de la vapeur et celle qui existe. Alors, en désignant par F et f ces tensions, par r et R les refroidissements du thermomètre humide, placé successivement dans l'air chargé de vapeur, dont la tension est f, et dans l'air sec, à la même température, on avait

$$F : F - f :: R : r; \text{ d'où } f = F(R - r) : R;$$

pour calculer l'état hygrométrique f : F, il suffisait de connaître la valeur de R pour la température régnante de l'air, et pour cela on avait recours au tableau résultant des expériences de M. Gay-Lussac, qui donnait ces valeurs de 0° à 25°.

TEMPÉRATURE DE L'AIR.	ABAISSEMENT DE TEMPÉRATURE.	TEMPÉRATURE DE L'AIR.	ABAISSEMENT DE TEMPÉRATURE.
0°	5,82	13	10,07
1	6,09	14	10,44
2	6,37	15	10,82
3	6,66	16	11,20
4	6,96	17	11,58
5	7,27	18	11,96
6	7,59	19	12,34
7	7,92	20	12,73
8	8,26	21	13,12
9	8,61	22	13,51
10	8,97	23	13,90
11	9,37	24	14,30
12	9,70	25	14,70

608. M. August, en admettant que le refroidissement du psychromètre est indépendant du mouvement de l'air, et que celui qui vient le toucher en prend la température et se sature complétement de vapeur, a été conduit à la formule suivante :

$$x = f' - \frac{0,429\,(t' - t)}{610 - t'}\,h \ldots [1],$$

dans laquelle x représente la force élastique de la vapeur qui existe dans l'air, t et t' les températures de l'air et du psychromètre, et f' la tension maximum de la vapeur à la température t'.

Mais cette formule ne tient pas compte du mouvement de l'air; et, d'après les expériences de M. Regnault, insérées dans son *Mémoire sur l'hygrométrie* (*A. C. et P.*, t. XV), la vitesse d'un courant d'air sec a une grande influence sur l'abaissement du psychromètre; à

une température de 14°,90, des vitesses croissant de 1 à 6 ont fait varier $t-t'$ de 7°,38 à 10°,63. L'influence de la vitesse se manifeste encore dans le même sens quand l'air est humide; mais elle est beaucoup plus faible. En outre les autres suppositions admises par M. August sont loin d'être démontrées.

M. Regnault a fait de nombreux essais pour comparer les résultats donnés par la formule à ceux qui résultent de la méthode par absorption [603]. Voici les principaux résultats qu'il a obtenus.

1°. La forme du réservoir des thermomètres n'a que peu d'influence; mais la forme cylindrique allongée est préférable, parce que les thermomètres se mettent plus rapidement en équilibre de température; la manière de le mouiller est aussi sans influence.

2°. Dans les expériences faites à l'air libre, pour des températures comprises entre 8° et 18°, les résultats du calcul s'accordent d'une manière satisfaisante avec l'observation; mais les premiers sont constamment un peu plus forts de 2 à 3 centièmes. Pour des températures comprises entre 0° et 8°, les différences sont encore plus prononcées, et se sont élevées quelquefois à 1/10.

3°. Dans une chambre fermée, les indications du calcul dépassent presque de 1/10 celles de l'expérience directe; mais en ouvrant deux fenêtres opposées, on obtient des résultats très-peu différents.

4°. Deux psychromètres, étant placés à peu de distance à l'air libre, et l'un d'eux se trouvant dans un courant d'air dont la vitesse a varié de 3^m à 8^m, leurs indications ont été sensiblement les mêmes. Ainsi, l'instrument étant exposé à l'air libre, la formule [1] peut être employée lorsque la vitesse du vent ne dépasse pas 8 mètres par seconde.

5°. Des expériences faites par M. Marié, à Saint-Étienne, sous une pression de 705 millimètres, et sur le mont Pila, sous la pression de 655 millimètres, par la méthode de M. Regnault, et d'autres faites dans les Pyrénées, par M. Izarn, en comparant les indications du psychromètre à ceux de l'hygromètre condenseur, font voir que la formule [1] est encore applicable à l'air libre sous des pressions atmosphériques très-différentes.

Ainsi la formule de M. August peut être appliquée dans un grand nombre de cas; mais dans ceux-là même, elle ne donne pas des résultats très-exacts. M. Regnault n'a pas cherché à lui en substituer une autre applicable dans toutes les circonstances, parce qu'il ne regarde pas que deux des éléments sur lesquels elle doit

reposer, la chaleur lente de la vapeur et la capacité calorifique de l'air, aient été déterminés avec assez de précision.

609. Troisième méthode. *Fondée sur le refroidissement que l'air éprouve pour être amené à la saturation.* La quantité de vapeur qui peut être tenue en dissolution dans l'air décroissant avec la température, on conçoit qu'en refroidissant de l'air non saturé on puisse l'amener à la saturation. Cette méthode est d'une exécution facile, parce qu'il suffit de refroidir un corps plongé dans l'air libre, et d'observer la température à laquelle la vapeur se précipite sur sa surface extérieure. Leroy, qui le premier a employé cette méthode, se servait d'un vase de verre plein d'eau, qu'il refroidissait lentement par une addition graduelle d'eau à 0°, jusqu'à ce que la condensation commençât à se manifester sur la surface extérieure; un petit vase d'argent bien poli est préférable à un vase de verre. D'après les observations de Dalton, cette précipitation a lieu à une température plus basse de 1/2 degré que celle qui correspond réellement à la saturation. Mais, pour obtenir la température de la saturation d'une manière plus approchée, il faudra noter l'instant où la vapeur précipitée disparaît par le réchauffement, et prendre la moyenne entre cette température et celle de la précipitation. La moyenne de ces deux températures donnera plus exactement la température de la saturation que chacune d'elles isolément : car la température de la précipitation est un peu trop basse, et celle de la disparition de la vapeur condensée est un peu trop élevée. Ce moyen peut être considéré comme le plus exact que l'on connaisse : car l'instant de la précipitation de la vapeur peut s'observer sans erreur sensible, et la mesure du degré d'humidité de l'air repose sur les indications du thermomètre, qui sont aussi susceptibles d'une grande précision.

610. Pour éviter le soin de chercher par le refroidissement successif de l'eau la température de la précipitation, M. Daniell a construit un petit appareil fort ingénieux que nous allons faire connaître. *a* et *b* (fig. 387) sont deux boules de verre mince d'environ 3 centimètres de diamètre, réunies ensemble par un tube recourbé de 3 millimètres de diamètre intérieur. La branche *bc* contient un petit thermomètre *de*, dont le réservoir allongé descend dans la boule *b* qui doit être remplie d'éther aux deux tiers, et ne point contenir d'air. On satisfait facilement à cette dernière condition de la manière suivante : le tube capillaire *f* étant ouvert, on chauffe l'appareil et on plonge l'extrémité de ce tube dans de l'éther; après

le refroidissement on fait passer dans la boule *b* le liquide introduit, et on le chauffe sur une lampe de manière à le faire bouiller et que la vapeur sorte par le tube capillaire *f;* on maintient l'ébullition jusqu'à ce que la vapeur ait expulsé l'air de l'appareil; alors on ferme l'orifice *f* au chalumeau. La boule *a* est couverte de mousseline; le support *gh*, ordinairement en cuivre, porte un thermomètre *kl*, destiné à indiquer la température de l'air.

Pour se servir de cet instrument, on chasse par la chaleur de la main tout l'éther dans la boule *b*, et on le place devant une fenêtre ouverte de manière que la surface du liquide de la boule *b* soit située à la hauteur de l'œil de l'observateur. On verse alors un peu d'éther sur la boule couverte; le froid, produit par son évaporation, occasionne la condensation des vapeurs d'éther dans la boule *a;* de là, une distillation de l'éther de la boule *b*, qui alors se refroidit continuellement. L'abaissement de température est très-rapide, et le thermomètre commence à descendre deux secondes après que l'éther a été versé. On produit facilement ainsi, dans la boule *b*, un refroidissement de 16 à 20 degrés centigrades qui se communique aux couches d'air environnantes; bientôt il est assez grand pour que leurs vapeurs aqueuses se condensent contre la surface de la boule *b*, ce qui a d'abord lieu sur la ligne de niveau de l'éther. Quand ce phénomène se manifeste, on observe la température du thermomètre *cd* : c'est évidemment la température à laquelle il faudrait amener l'air extérieur pour qu'il fût saturé.

Il faut avoir soin de placer l'instrument devant un objet obscur, tel qu'une maison ou un arbre, car en face d'un horizon découvert on n'apercevrait point la couche de vapeurs condensées; et dans un temps très-humide l'éther devra être versé très-lentement sur la mousseline, autrement la descente du thermomètre serait si rapide qu'il serait difficile d'observer la température à laquelle la précipitation a lieu. Dans un air très-sec on est obligé d'humecter plusieurs fois, afin de produire le degré de froid nécessaire. Pour obtenir plus exactement la température de la saturation, souvent appelée le *point de rosée*, il faut attendre que tout l'éther se soit vaporisé et que le thermomètre *cd* remonte, noter la température à laquelle la vapeur déposée disparaît complétement, et prendre la moyenne de cette température et de celle de la précipitation.

611. L'instrument que nous venons de décrire est soumis à plusieurs causes d'erreur qui ont été signalées par M. Regnault dans

ce même travail sur l'hygrométrie dont nous avons déjà parlé: 1° l'abaissement de la température de l'éther a lieu à la surface du liquide, et le thermomètre, plongé dans le liquide lui-même, ne peut pas indiquer la température de cette couche qui est celle de la zone de la boule où se fait la condensation; 2° la présence indispensable et prolongée de l'observateur dans le voisinage de l'instrument, modifie nécessairement la température et l'état hygrométrique de l'air; 3° le froid produit autour de l'instrument par la vaporisation de l'éther sur la boule couverte et l'humidité que ce liquide abandonne (car le plus souvent l'éther employé contient 1/10 d'eau), doivent nécessairement altérer et la température et l'état hygrométrique de l'air; 4° quand l'air est très-sec et sa température très-élevée, il est impossible d'obtenir le point de rosée, même en versant de grandes quantités d'éther sur la boule *b*. Ces inconvénients se retrouvent sans exception dans tous les instruments analogues à celui de Daniell.

612. M. Regnault a imaginé un nouvel hygromètre de condensation, exempt des causes d'erreur que nous venons de signaler, d'une construction très-simple et d'un usage très-commode. Il se compose (fig. 961) d'un dé en argent très-mince, parfaitement poli, *abc*, de 45 millimètres de hauteur et de 20 millimètres de diamètre, ajusté à l'extrémité d'un tube de verre *cd* garni d'une petite tubulure latérale *t*. L'ouverture supérieure est fermée par un bouchon traversé, au centre, par la tige d'un thermomètre dont le réservoir se trouve dans le dé d'argent; le bouchon porte en outre un tube de verre d'un petit diamètre, qui descend jusqu'au fond du dé; la tubulure *t* communique, au moyen d'un tuyau de plomb, avec un aspirateur de 3 ou 4 litres placé près de l'observateur et assez loin de l'appareil. On verse de l'éther jusqu'en *mn* et on ouvre le robinet de l'aspirateur; l'air, forcé de passer à travers l'éther, se charge de sa vapeur, le refroidit et l'agite constamment, de sorte que le thermomètre en indique exactement la température; on l'observe de loin avec une lunette; et, en variant convenablement l'ouverture du robinet pour faire paraître et disparaître la rosée, on parvient facilement, avec un peu d'habitude, à déterminer le point de rosée à 1/20 de degré. M. Regnault dispose l'appareil comme dans la fig. 962. Le tube $a'b'$ est semblable au tube *ab;* seulement il ne contient point d'éther, et le thermomètre qui s'y trouve indique la température de l'air; la comparaison des deux dés fait facilement apercevoir la plus légère trace de rosée. On peut éviter l'emploi de l'aspirateur en soufflant

avec la bouche de l'air à travers l'éther ; pour cela le tube *t* doit être fermé, et le bouchon porter deux tubes : l'un qui, plongeant au fond du dé, communique avec un tube flexible armé d'un robinet et terminé par une embouchure semblable à celle d'un chalumeau ; l'autre, destiné à évacuer les vapeurs d'éther, doit s'élever un peu haut pour les rejeter loin de l'instrument.

613. Quatrième méthode. *Par les changements de formes ou de dimensions que certaines substances organiques éprouvent par l'humidité.* Les différents moyens que nous venons de faire connaître exigent du temps et des expériences ; on a cherché à construire des instruments qui, à la simple vue, indiquassent le degré d'humidité de l'air.

Un grand nombre de substances minérales, et presque toutes les substances organiques solides, plongées dans l'air humide, absorbent une certaine quantité de vapeur aqueuse, qui dépend de leur nature et de l'état hygrométrique de l'air ; chacune d'elles condense une nouvelle quantité de vapeur quand l'air s'approche davantage de son point de saturation, et en restitue quand l'air devient plus sec. Cet effet provient de l'affinité qu'elles ont pour la vapeur d'eau, et de la tension du liquide absorbé : car l'état hygrométrique d'un corps reste constant quand son affinité pour le liquide qu'il retient est égale à la force avec laquelle ce dernier tend à se vaporiser. Cette absorption ou cette émission de vapeur d'eau est toujours accompagnée de variations correspondantes dans toutes les dimensions du corps. Les substances organiques homogènes augmentent également de dimension dans tous les sens par l'humidité ; mais les filaments éprouvent proportionnellement beaucoup plus d'augmentation de diamètre que d'augmentation de longueur : il suit de là que celles qui, telles que le papier, le parchemin, sont formées de filaments disposés dans tous les sens possibles, doivent se comporter comme les substances homogènes ; que celles dont les fibres sont parallèles, comme les bois, éprouvent beaucoup plus d'accroissement perpendiculairement aux fibres que parallèlement à leur direction ; et que les corps à fibres tordues, comme les cordes, doivent se gonfler, se raccourcir et se tordre davantage par l'humidité.

614. La force avec laquelle les dimensions et la forme des corps solides varient sous l'influence du plus ou du moins d'humidité ou de sécheresse de l'air, se manifeste autour de nous de mille manières, et souvent avec une extrême énergie. Nous en avons des exemples

frappants, surtout en hiver et en été, dans nos meubles, nos boiseries, nos tentures en papier et jusque dans nos vêtements; de plus surprenants encore dans la puissance et la facilité avec lesquelles le tonnelier courbe ses douves, le charpentier les planches épaisses et les énormes poutres qui composent la membrure des vaisseaux. Un grand nombre de phénomènes observés dans la vie des plantes et dans celle des animaux, trouvent leur explication dans l'état hygrométrique de l'atmosphère qui les environne. On sait que souvent, à défaut d'autres moyens assez énergiques, on est parvenu à soulever de lourdes masses en mouillant les câbles tendus qui les supportaient; que pour détacher de gros blocs de pierre très-dure de leur lit de carrière, les ouvriers creusent au pourtour de leur base un sillon profond, y enfoncent, à grands coups, des coins de bois fortement desséché, et qu'en les mouillant leur gonflement produit la séparation désirée. Mais une industrie moins connue et fondée d'une manière aussi simple qu'ingénieuse sur l'hygrométricité des corps organisés, c'est la fabrication de reliefs sur bois. On comprime fortement contre un bois un peu tendre un bas-relief en métal dur et résistant; puis, à l'aide du rabot, on enlève tout ce qui fait saillie au-dessus de l'empreinte, et en exposant la pièce à l'action de l'eau ou d'un air chaud et humide, on voit les parties comprimées se relever en bosse, proportionnellement à la dépression qu'elles avaient éprouvée.

615. Les hygromètres à boyau, formés d'un petit bout de corde à violon encastré par une extrémité et portant à l'autre, qui est libre, quelque pièce mobile, une aiguille, une figurine, dont les positions varient avec le degré d'humidité; l'hygromètre de Wilson, composé d'une vessie de rat ajustée à un tube de verre recourbé horizontalement et remplie de mercure; un autre hygromètre analogue, dans lequel la vessie est remplacée par une boule creuse et mince en ivoire, sont des instruments ou paresseux ou d'une graduation très-difficile et non comparables, ou bien dont la marche se complique des effets des variations de température.

616. Une substance, pour être éminemment propre à la construction d'un bon hygromètre, doit être très-sensible aux variations d'humidité, inaltérable par le temps, et d'une petite masse, afin que ses indications soient promptes : les seules connues qui paraissent satisfaire à ces conditions, sont les cheveux et les plaques minces de fanons de baleine. En 1824, M. Pictet a comparé deux hygromètres faits l'un avec un cheveu ordinaire, l'autre avec un

cheveu de momie : ces deux instruments ont marché parfaitement d'accord. Les hygromètres à cheveu et à baleine portent les noms de Saussure et de Deluc, à qui la physique doit ces instruments. Nous décrirons avec détail l'hygromètre de Saussure, qui est généralement employé, et nous indiquerons en quoi celui de Deluc en diffère.

617. *Hygromètre de Saussure.* Cet instrument consiste (fig. 387 A) en un cadre de cuivre ABCD, dans lequel un cheveu *ab* est serré en *a* dans une petite pince que l'on peut monter ou descendre par une vis; il est fixé par son autre extrémité à une petite poulie très-mobile sur son axe et portant une aiguille *mn*, dont la pointe parcourt la portion de cadran *pq*; un fil enroulé en sens contraire sur une autre poulie ayant même axe que la première, et solidaire avec elle, porte un petit poids *c* qui sert à tendre le cheveu. Celui-ci, s'allongeant par l'humidité, et restant toujours tendu par le poids *c*, fait tourner le système des deux poulies, et l'aiguille parcourt un nombre de degrés proportionnel à cet allongement. Examinons les détails de construction et le mode de graduation de l'instrument.

Dans leur état ordinaire, les cheveux sont enveloppés d'une matière grasse, qui les soustrait en partie à l'action de l'humidité : alors leur allongement de l'extrême sécheresse à l'extrême humidité est d'environ 1/200 de leur longueur; mais, lorsqu'ils ont été dépouillés de cette matière grasse, il se dilatent quatre fois plus, c'est-à-dire d'environ 1/50. C'est pourquoi il est important de les faire bouillir dans de l'eau un peu alcaline, afin de dissoudre la matière grasse qui les recouvre. Saussure les plaçait dans un linge, afin qu'ils ne se mêlassent pas, et employait de l'eau renfermant 1/100 de son poids de sous-carbonate de soude. Les cheveux peuvent alors être conservés indéfiniment.

Le cheveu ainsi préparé et placé dans l'instrument, on le charge d'un poids de 2 à 3 décigrammes; on colle sur le cadran une bande de papier sur laquelle se trouvent des divisions arbitraires, et on met l'hygromètre dans un récipient qui contient des matières très-avides d'humidité, telles que de la chaux vive, du chlorure de calcium fondu, etc., qui dessèchent complétement l'air. Saussure employait une plaque de tôle qui avait la hauteur de la cloche, et seulement la moitié de sa largeur; il la couvrait de potasse, la chauffait au rouge, et la portait sous la cloche aussitôt qu'elle était suffisamment refroidie. L'hygromètre marche d'abord rapidement, de manière à par-

courir 25° dans les dix premières minutes; mais peu à peu sa marche se ralentit, et il finit par faire à peine 1° en vingt-quatre heures. Après trois jours l'hygromètre devient stationnaire, et l'aiguille *mn* reste fixe en un certain point, que l'on reconnaît ensuite facilement à l'aide des divisions tracées sur le cadran de papier, et où l'on marque 0°, ou sécheresse extrême.

On peut reconnaître si le cheveu est parfaitement desséché en présentant la cloche aux rayons solaires : car, lorsqu'il renferme encore de l'humidité, comme la faculté dissolvante de l'air environnant augmente avec la chaleur, l'hygromètre marchera au sec; et ce sera le contraire si on refroidit la cloche. Mais, si le cheveu a été complétement desséché, il n'éprouvera par les variations de température que des contractions et des dilatations très-petites, et qui seront en sens contraire de celles qu'il manifesterait s'il était encore humide; une élévation de température le ferait marcher à l'humide et un abaissement au sec. Ainsi, on reconnaîtra que le cheveu est parfaitement desséché quand, en chauffant la cloche, il restera stationnaire ou marchera sensiblement vers l'humide.

Ensuite on place l'hygromètre dans un autre récipient dont les parois sont mouillées, et dont l'air se trouve bientôt saturé d'humidité : l'aiguille marche rapidement, et devient stationnaire en un point où l'on marque 100°, ou humidité extrême. Quand les cheveux n'ont pas été trop lessivés, au bout d'une heure, et quelquefois après une demi-heure seulement, ils ont atteint leur maximum d'allongement.

Lorsque l'hygromètre à cheveu a été construit avec beaucoup de soin, on a admis jusqu'ici, 1° que, placé dans les mêmes circonstances, ses indications sont toujours identiques; 2° que, quelle que soit la température de l'air, s'il est saturé, l'aiguille marque toujours 100°, et s'il est parfaitement sec, l'aiguille s'arrête toujours au zéro de l'échelle (d'après Saussure une variation de température de 33° ne fait varier l hygromètre que de 3/4 de degré); 3° et enfin, que ses indications sont aussi indépendantes de la densité de l'air. On doit conclure de là, que l'action hygrométrique du cheveu est constante; que l'effet de la température pour faire varier sa longueur est sensiblement nulle dans les limites de température de l atmosphère; et enfin que, quelle que soit la température de l'air, pourvu qu'il soit saturé de vapeur, le cheveu s'empare toujours de la même quantité d'eau, puisqu'il s'allonge de la même quantité.

618. M. Babinet a fait à l'hygromètre de Saussure une modifica-

tion qui le rend plus exact, mais moins commode à observer. Le cheveu est tendu librement par le poids, et on en mesure directement l'allongement en plaçant l'extrémité du poids en face d'un repère : pour cela on fait monter ou descendre le cheveu à l'aide d'une vis micrométrique qui se trouve à la partie supérieure, et qui porte une aiguille mobile sur un cadran.

619. Dans l'hygromètre de Deluc, le cheveu est remplacé par une bande mince de baleine, détachée à l'aide d'un rabot, perpendiculairement aux fibres; on donne à ces lanières un demi-millimètre de largeur; du reste, la disposition est la même, et la graduation s'effectue de la même manière. Deluc, pour obtenir le terme de l'humidité extrême, plongeait l'instrument dans l'eau; mais cette méthode est vicieuse : il faut le placer, comme l'hygromètre de Saussure, dans de l'air saturé d'humidité.

L'hygromètre de Saussure et celui de Deluc s'accordent aux points extrêmes de l'échelle, puisqu'on les gradue de la même manière; mais leur marche n'est point égale, c'est-à-dire que, placés dans un même gaz humide, leurs indications ne sont point identiques. Dans le voisinage de l'humidité extrême, les variations de l'hygromètre de Saussure sont plus petites que celles de l'hygromètre de Deluc, et le contraire a lieu vers l'extrême sécheresse.

620. Revenons maintenant à l'hygromètre de Saussure. Les indications de cet instrument sont, comme nous l'avons vu, sensiblement indépendantes de la température; elles marquent seulement la saturation plus ou moins complète de l'air à la température de l'observation. Pour pouvoir déduire, de l'observation de cet instrument, la force élastique de la vapeur, il faudrait connaître la tension de la vapeur correspondante à chaque degré de l'hygromètre, et cela pour toutes les températures. On pourrait déterminer ce rapport pour une même température, en mettant successivement 1, 2, 3, 4, 5....9, volumes d'air saturé de vapeur d'eau à une même température, avec 9, 8, 7....1, volumes d'air sec à la même température. On obtiendrait ainsi des volumes égaux d'air contenant 0,1; 0,2; 0,3; ....0,9, de la quantité de vapeur qui se trouve dans l'air saturé : alors, en observant les indications de l'hygromètre dans ces différents mélanges, on aurait, pour cette température, les quantités de vapeur correspondantes aux indications de l'instrument; mais ce procédé n'est pas facile à exécuter.

621. Dulong a employé une méthode différente. Elle consiste à faire arriver dans un récipient où se trouve un thermomètre et un

hygromètre un courant de gaz dont on déterminait ensuite le degré d'humidité. Pour cela, deux gazomètres contenant, l'un du gaz hydrogène, l'autre de l'air, communiquaient chacun par un tube assez long avec un autre qui se rendait dans le récipient contenant l'hygromètre. Le premier tube, celui du gaz hydrogène, renfermait des linges mouillés; le second, du chlorure de calcium; et le tube commun, des fragments de porcelaine destinés à mêler complétement les deux gaz. Les gaz, après avoir traversé le récipient, s'échappaient par un tube dont l'extrémité plongeait dans l'eau, ce qui permettait de les recueillir. On observait les indications de l'hygromètre, et on analysait le gaz sortant. En désignant par V le volume du gaz hydrogène, par V' celui de l'air, $V : V+V'$ était évidemment l'état hygrométrique du mélange. L'évaluation exacte du volume V' de l'air exigeait une petite correction que nous devons indiquer. Le mélange de gaz, ayant été recueilli sur l'eau, était complétement saturé de vapeur d'eau; mais, en désignant par f la tension maximum de la vapeur à la température de l'observation, par p celle de l'atmosphère, $p-f$ sera celle du mélange des gaz secs : par conséquent, le volume de gaz sur lequel on a opéré, et que nous désignons par M, ne renfermait que le volume $M(p-f):p$ de gaz sec sous la pression p, et par suite le volume d'air sec est égal à $\frac{M(p-f)}{p} - V$.

622. M. Gay-Lussac est parvenu à résoudre le problème dont il s'agit pour une température déterminée, celle de 10° centigrades, par un autre moyen extrêmement simple. Il existe des substances qui ont une si grande affinité pour l'eau, qu'elles dessèchent promptement l'air dans lequel elles sont plongées; mais, lorsqu'elles sont déjà combinées avec une certaine quantité d'eau, cette action hygrométrique diminue; et, si on augmente progressivement la quantité d'eau qu'elles renferment, elles émettent des vapeurs en quantité croissante pour la même température, et finissent par saturer complétement de vapeur, comme l'eau pure, l'espace environnant. En introduisant alors dans un ballon, contenant un hygromètre, des dissolutions dont on avait déterminé d'avance la tension, en les faisant passer dans la chambre d'un baromètre, on connaissait la tension de la vapeur correspondante à l'indication de l'hygromètre. C'est ainsi que M. Gay-Lussac a formé le tableau suivant.

Tableau de la force élastique de la vapeur correspondante aux degrés de l'hygromètre, à la température de 10° centésimaux, exprimée en centièmes de la tension à la saturation.

TENSION de la vapeur.	DEGRÉS correspondants de l'hygromètre.	TENSION de la vapeur.	DEGRÉS correspondants de l'hygromètre.	DEGRÉS de l'hygromètre.	TENSIONS correspondantes de la vapeur.	DEGRÉS de l'hygromètre.	TENSIONS correspondantes de la vapeur.
0	0.00	51	72.94	0	0,00	51	28.58
1	2,19	52	73 68	1	0.45	52	29 58
2	4.37	53	74.41	2	0.90	53	30.17
3	6 56	54	75.14	3	1,35	54	30.97
4	8 75	55	75.87	4	1.80	55	31.76
5	10.94	56	76.54	5	2 25	56	32.66
6	12 93	57	77,21	6	2.71	57	33.57
7	14.92	58	77.88	7	3,18	58	34 47
8	16.92	59	78 55	8	3,64	59	35.37
9	18.91	60	79.22	9	4,10	60	36 28
10	20.91	61	79.84	10	4.57	61	37.31
11	22.81	61	80.46	11	5.05	62	38 34
12	24.71	63	81.08	12	5.52	63	39.36
13	26.61	64	81.70	13	6,00	64	40.39
14	28.51	65	82.32	14	6.48	65	41.42
15	30.41	66	82.90	15	6.96	66	42.58
16	32.08	67	83.48	16	7.46	67	43,73
17	33.76	68	84.06	17	7.95	68	44.49
18	35.43	69	84.64	18	8.45	69	46 04
19	37.11	70	85.22	19	8,95	70	47.19
20	38 78	71	85.77	20	9,45	71	48.51
21	40.27	72	86.31	21	9 97	72	49.82
22	41.76	73	86.86	22	10,49	73	51,14
23	43 26	74	87,41	23	11,01	74	52.45
24	44.75	75	87 95	24	11.53	75	53.76
25	46.24	76	88.47	25	12.05	76	55 25
26	47 53	77	88.99	26	12.59	77	56.74
27	48 86	78	89.51	27	13,14	78	58 24
28	50,18	79	90.05	28	13.69	79	59.73
29	51,49	80	90.55	29	14 23	80	61.22
30	52,81	81	91.05	30	14.78	81	62.89
31	53.96	82	91 53	31	15.36	82	64.57
32	55,11	83	92.05	32	15 94	83	66.24
33	56 27	84	92.54	33	16.52	84	67 92
34	57,42	85	93.04	34	17,10	85	69.59
35	58.58	86	93.52	35	17.68	86	71,49
36	59.61	87	94.00	36	18.30	87	73 39
37	60,64	88	94.48	37	18.92	88	75.29
38	61,66	89	94.95	38	19.54	89	77 19
39	62 69	90	95.43	39	20.16	90	79.09
40	63,72	91	95.90	40	20 78	91	81.09
41	64.63	92	96.36	41	21.45	92	83.08
42	65 53	93	96.82	42	22.12	93	85.08
43	66,43	94	97,29	43	22,79	94	87.07
44	67.34	95	97 75	44	23.46	95	89.06
45	68 24	96	98.20	45	24.13	96	91.25
46	69,03	97	98.69	46	24 86	97	93.44
47	69.83	98	99 10	47	25.59	98	95 63
48	70,62	99	99,55	48	26,32	99	97 81
49	71.42	100	100,00	49	27.06	100	100.00
50	72,21			50	27,79		

La première partie du tableau donne les degrés de l'hygromètre correspondants à chaque centième de force élastique maximum de la vapeur, et la seconde, la force élastique de la vapeur pour chaque degré de l'hygromètre.

Ces tables font voir que l'allongement du cheveu n'est point proportionnel à la quantité d'humidité de l'air : car, si on prend les degrés de l'hygromètre qui correspondent successivement à 0, 1, 2, 3, etc., dixièmes de vapeur, on trouve :

0°	0,0	79°	0,6
22	0,1	85	0,7
29	0,2	90	0,8
53	0,3	95	0,9
64	0,4	100	1,0
72	0,5		

623. Les nombres renfermés dans ces tables, ayant été obtenus à la température de 10°, ne sont rigoureusement applicables qu'à cette température : car, pour qu'ils fussent exacts pour toute autre, il faudrait que l'affinité du cheveu pour la vapeur fût indépendante de la température, ce qui probablement n'est pas. Cependant, comme il paraît que les variations que cette force éprouve sont très-petites, on pourra, sans erreur sensible, étendre l'usage de ces tables aux températures qui ne seront pas trop éloignées de 10°.

624. Ces tables fournissent un moyen très-simple de déterminer le poids de la vapeur renfermé dans un volume d'air donné, lorsqu'on connaît la température et le degré de l'hygromètre. En effet, la température de l'air étant connue, le tableau de la page 500 donnera la tension maximum de la vapeur à cette température, d'où on déduira sa densité ; et, en multipliant cette densité par la tension de la vapeur correspondante au degré de l'hygromètre, on aura la densité de la vapeur dans l'air. Pour avoir le poids de la vapeur renfermée dans un volume quelconque, il faudra multiplier la densité obtenue par le poids d'un volume d'eau égal au volume donné. Proposons-nous, par exemple, de déterminer le poids de la vapeur d'eau contenue dans 1 mètre cube d'air à la température de 10°, et à 60° de l'hygromètre. La densité maximum de la vapeur à 10° est 0,00000974 ; à 60° de l'hygromètre, sa tension est égale à 0,36 de la tension maximum. Ainsi, la densité de la vapeur dans l'air est $0,00000974 \times 0,36 = 0,0000035$; or, un mètre cube d'eau pèse 1000^k, ou 1000000 grammes : ainsi, le poids de

la vapeur renfermée dans un mètre cube $= 0,0000035 \times 1000000 = 3^{g},5$.

625. Si on voulait comparer les quantités absolues de vapeurs pour des indications de l'hygromètre prises à des températures différentes, on y parviendrait facilement en cherchant les tensions correspondantes; on pourrait aussi trouver les indications de l'hygromètre à une même température. Supposons, par exemple, que l'on ait observé que, dans un certain lieu, l'hygromètre marque 50° et le thermomètre 15°; que, dans un autre lieu, l'hygromètre marque 60°, le thermomètre 10°, et que l'on veuille savoir quelles seraient les tensions et les indications de l'hygromètre, si la température avait été de 5° dans les deux lieux. La tension maximum de la vapeur à $15° = 0^{m},012$; la tension de la vapeur à 50° de l'hygromètre est 0,277 de la tension maximum; ainsi, la tension de la vapeur dans le premier lieu est de $0,012 \times 0,277 = 0,0033$. Si la température s'abaissait de 10°, la pression totale du mélange d'air et de vapeur restant constante, et la vapeur se contractant comme un gaz, sa force élastique resterait la même; alors, pour obtenir le degré de l'hygromètre, il faut diviser ce nombre par la tension maximum à 5°, qui est $0^{m},0069$, ce qui donne 0,47; la table de la page 532 donne alors 70 pour le degré de l'hygromètre. Par des calculs semblables, on trouve pour le second cas, que la tension de la vapeur à 5° serait de $0^{m},0034$, et que l'hygromètre marquerait 72°.

626. Ce que nous venons de dire sur l'hygromètre de Saussure était admis par tous les physiciens avant la publication du grand travail de M. Regnault sur l'hygrométrie; mais depuis on ne peut plus regarder l'instrument de Saussure comme aussi exact qu'on le supposait, du moins avec les modes de construction et d'usage employés. Nous donnerons un résumé succinct des résultats obtenus par M. Regnault en comparant un grand nombre d'hygromètres construits avec beaucoup de soin par M. Bunten.

1°. Les hygromètres montés avec des cheveux de même espèce dégraissés dans la même opération, chargés par le même poids et dont les limites extrêmes de l'échelle ont été déterminées de la même manière, ne marchent pas rigoureusement d'accord; mais cependant ils ne s'éloignent pas assez pour que, dans la plupart des observations, on ne puisse les regarder comme comparables.

2°. Des hygromètres construits avec des cheveux de nature différente et préparés de diverses manières peuvent présenter des dif-

férences très-grandes, lors même qu'ils s'accordent aux points fixes.

3°. Des hygromètres montés avec des cheveux identiques peuvent ne pas être comparables par cela seul que les cheveux ne sont pas tendus par des poids égaux.

D'après l'ensemble de ces observations, M. Regnault admet qu'il est impossible de calculer une table qui convienne à tous les hygromètres; qu'il est indispensable, pour obtenir des appréciations exactes, de calculer la table de chaque hygromètre, et voici les indications qu'il donne à ce sujet.

Il est plus avantageux de dégraisser les cheveux par un séjour de vingt-quatre heures dans un tube rempli d'éther, que d'employer la méthode de Saussure, parce qu'ils conservent plus de souplesse et de solidité. L'acide sulfurique concentré est préférable au carbonate de potasse indiqué par Saussure : la dessiccation est plus prompte et plus complète, car l'aiguille décrit 2° ou 3° de plus; mais M. Regnault pense que la dessiccation complète du cheveu altère sa constitution, parce qu'elle ne s'effectue qu'après un grand nombre de jours, longtemps après que l'air a été complétement desséché; il paraît même que le retrait se continuerait indéfiniment, car après trois mois de séjour dans l'air sec, le cheveu se raccourcissait encore d'une manière sensible. D'après cela, M. Regnault propose d'effectuer la graduation à partir d'un certain état hygrométrique au-dessous du minimum qui puisse se présenter, par exemple, à partir de 1/4, et il indique deux méthodes : la première consiste à placer l'hygromètre dans une cloche de verre reposant sur un vase plat renfermant différentes combinaisons d'eau et d'acide sulfurique à proportions définies, dont il a donné la composition et des tables qui renferment les forces élastiques des vapeurs qu'elles produisent à différentes températures ; le second permet d'obtenir rapidement la graduation de l'hygromètre et d'étudier en même temps l'influence de la température. L'appareil est représenté fig. 963 : VV', cloche de verre reposant sur un socle en fonte SS', ayant une rainure *ab* dans laquelle le bas de la cloche est mastiqué; A, douille fixée au sommet de la cloche et portant trois tubulures; dans celle du milieu on engage la tige d'un thermomètre; dans la seconde deux tubes, l'un qui communique avec un manomètre barométrique, l'autre, *ef*, avec une machine pneumatique; enfin la troisième tubulure porte un robinet *r* et un petit ballon renfermant de l'eau.

La cloche est placée dans un vase de verre plein d'eau, et ce vase est lui-même dans une chaudière en fonte également remplie d'eau, que l'on peut chauffer avec une lampe à alcool, lorsqu'on veut maintenir le bain qui environne la cloche à une température constante supérieure à celle de l'atmosphère. Le vide étant fait une première fois, le robinet *r* ouvert, on le renouvelle un grand nombre de fois, ce robinet étant fermé, en laissant rentrer chaque fois et très-lentement de l'air sec; enfin le vide fait une dernière fois, on mesure la tension de l'air, et on introduit dans la cloche des quantités croissantes de vapeur, en ouvrant et fermant successivement le robinet *r*. Lorsqu'on ne doit pas faire varier la température, on peut se dispenser de placer la cloche dans l'eau.

Il résulte des expériences de M. Regnault, que l'hygromètre de Saussure, construit et employé comme nous l'avons dit d'abord, ne donne en général que des appréciations assez peu exactes, mais que ces instruments, construits d'après sa méthode, et accompagnés de tables spéciales vérifiées de temps en temps, serviraient à déterminer avec beaucoup d'exactitude l'état d'humidité de l'air.

627. Rarement, dans les couches inférieures de l'atmosphère, l'hygromètre marque 100°, même quand il pleut. L'indication moyenne dans toutes les saisons de l'année est 72. Ainsi, terme moyen, la quantité de vapeur que contient l'air est la moitié de celle qui correspond à la saturation. La limite de sécheresse à la surface de la terre est de 40°; sur le sommet des Alpes, Saussure n'a jamais vu l'hygromètre au-dessous; l'air renferme alors un peu moins du quart de la quantité d'eau qu'il peut contenir. Mais quand on s'élève dans l'air à de plus grandes hauteurs, on rencontre des couches moins humides : dans le voyage aérostatique de M. Gay-Lussac, l'hygromètre est descendu à 26°, le thermomètre étant à — 10°; l'air ne contenait alors que la huitième partie de l'eau qu'il pouvait renfermer.

628. *De la déliquescence.* On dit qu'un corps est déliquescent lorsqu'il absorbe l'humidité de l'air et se liquéfie. La déliquescence dépend de la tension de la vapeur d'eau renfermée dans l'air; elle diminue à mesure qu'il s'éloigne de son point de saturation, et cesse complétement pour chaque température lorsque la tension de la vapeur est arrivée à un certain point; au-dessous de cette limite, le corps, au lieu d'absorber l'humidité de l'air, en abandonne. Et réciproquement, des corps qui se dessèchent dans l'état ordinaire

d'humidité de l'atmosphère, absorbent de la vapeur lorsque l'air approche du terme de la saturation : ainsi le sucre devient déliquescent à 95° de l'hygromètre, et le sel marin à 87°. La tension de la vapeur à laquelle commence la déliquescence des corps qui renferment de l'eau, tels que certains sels hydratés, est évidemment égale à la tension de ces corps exposés dans le vide barométrique. On conçoit d'après cela que si l'on prenait divers sels, déliquescents à différentes tensions, en exposant à l'air ces corps, rangés dans l'ordre de leur déliquescence, l'observation du terme de la série où cesserait la déliquescence ferait connaître la tension de la vapeur; mais comme la limite de la déliquescence de chaque corps dépend de la température, ce moyen, en supposant même qu'on pût facilement reconnaître quand un corps absorbe ou émet de la vapeur, ne pourrait donner des indications exactes que pour la température à laquelle auraient été faites les expériences dans lesquelles on aurait déterminé la tension de la vapeur correspondante à la déliquescence.

§ 6. *Capacités calorifiques.*

629. En général, les corps sous le même poids exigent des quantités inégales de chaleur pour s'échauffer du même nombre de degrés du thermomètre. Par exemple, celle nécessaire pour porter 1 kilogramme d'eau de 0° à 3° serait suffisante pour élever la température d'un même poids de mercure de 0° à 100°. Les quantités relatives de chaleur absorbées par un même poids des corps pour élever leur température d'un même nombre de degrés ont été appelées *chaleurs spécifiques*, et la propriété elle-même en vertu de laquelle cette absorption a lieu, *capacité calorifique*. Pour mesurer les capacités calorifiques des corps, on est convenu de les rapporter à celle de l'eau, que l'on prend pour unité.

Désormais nous désignerons sous le nom d'*unité de chaleur* celle qui est nécessaire pour élever d'un degré du thermomètre centigrade la température de 1 kilogramme d'eau.

Dans les différentes méthodes qu'on emploie pour déterminer les capacités calorifiques des corps solides et liquides, on admet que ces capacités sont constantes, c'est-à-dire qu'il faut toujours la même quantité de chaleur pour élever d'un même nombre de degrés la température d'un corps, quelle que soit cette température. Cette loi résulte de ce que la température du mélange de deux masses

égales d'un même corps à des températures différentes est sensiblement la moyenne de ces températures. En effet, si on mêle 1^k d'eau à 20° avec 1^k d'eau à 50°, la température du mélange est 35° : par conséquent, la chaleur qui s'est dégagée de la seconde masse pour la refroidir de 15° est égale à celle qui a été absorbée par la première pour s'échauffer du même nombre de degrés ; d'où il suit que l'eau absorbe autant de chaleur pour passer de 20° à 35°, que de 35° à 50°. Cette loi n'est cependant pas exacte, car nous verrons bientôt que les capacités croissent avec la température; mais, comme ces accroissements sont très-faibles, on peut regarder les capacités comme constantes dans des limites de température assez étendues.

630. Pour déterminer la capacité calorifique des corps, on peut employer la chaleur, abandonnée pendant un abaissement connu de température, à produire un effet qui soit proportionnel à la quantité de chaleur dégagée du corps. De tous les effets de la chaleur, celui qui paraît le plus propre à l'objet en question est la fusion de la glace. En effet, ce corps, comme nous le verrons plus tard, fond toujours à la même température; et si l'on en soumet une masse quelconque à l'action d'un foyer, elle ne s'échauffe pas; toute la chaleur reçue est employée à la liquéfier. D'après cela, si l'on pouvait se procurer une sphère creuse de glace, et y placer successivement un même poids des différents corps à la même température, les quantités de glace qu'ils auraient fondues jusqu'à leur entier refroidissement seraient proportionnelles à leurs capacités calorifiques. Lavoisier et Laplace ont imaginé un appareil nommé *calorimètre à glace*, dont la fig. 588 représente une coupe verticale, et qui réalise, jusqu'à un certain point, l'idée de la sphère creuse de glace. ABCD, EFGH, IKLM sont trois boîtes cylindriques concentriques; la plus petite en toile un peu serrée de fil de laiton, les deux dernières en fer-blanc. La première est destinée à recevoir le corps dont on veut mesurer la capacité calorifique; l'espace compris entre elle et la seconde, de même que l'intervalle de la seconde à la troisième, sont remplis de glace pilée. Les boîtes EFGH et IKLM portent à la partie inférieure chacune un robinet. La première et la dernière enveloppe se ferment supérieurement par un couvercle à rebord, qui permet de les couvrir de glace. D'après cette disposition, il est évident que la chaleur provenant du refroidissement du corps renfermé dans la boîte ABCD, se portant tout entière sur la glace renfermée dans l'enceinte EFGH, qui

l'entoure de toutes parts, sera en totalité employée à en fondre une partie, et aucune autre cause ne pourra concourir avec celle-là pour produire cet effet : car cette glace est environnée par celle que renferme l'enceinte IKLM, qui reçoit à elle seule l'action de l'air, et maintient l'enveloppe EFGH à la même température ; et, comme cette dernière enceinte ne communique pas avec l'autre, l'eau provenant du refroidissement du corps s'écoulera par le robinet O, et celle qui résulte de l'action extérieure sortira par le robinet N. Ainsi, en introduisant dans le calorimètre un même poids de tous les corps à la même température, les capacités calorifiques de ces corps seront proportionnelles aux quantités d'eau que l'on recueillera par le robinet O. Mais, pour obtenir ces nombres, il n'est point du tout nécessaire d'opérer sur des masses égales et à la même température : il suffit de connaître exactement leurs poids et leurs températures initiales, quelles qu'elles soient d'ailleurs ; en divisant la quantité de glace fondue par la température du corps à l'instant de son immersion dans le calorimètre, et par son poids, on obtiendra la quantité de glace fondue par l'unité de poids, pour un refroidissement de 1° : car nous avons vu que la chaleur dégagée par un même corps est sensiblement proportionnelle à son refroidissement, et il est évident qu'elle est aussi proportionnelle à son poids.

Quant aux substances liquides, comme il est indispensable de les renfermer dans des vases, il faudra soustraire de la quantité de glace fondue celle qui l'a été par le refroidissement du vase : on obtiendra facilement cette dernière, par une expérience dans laquelle on ne mettrait dans la capacité centrale que le vase à la température du liquide qu'on y avait introduit.

Ayant ainsi déterminé les quantités de glace fondue par les différents corps en se refroidissant de 1° sous l'unité de poids, il faut diviser ces quantités par celle qui est relative à l'eau ; or, d'après les expériences de Laplace et Lavoisier, 1^{k} d'eau à 75°, en se refroidissant jusqu'à 0°, fond 1^{k} de glace : ainsi la quantité de glace qui serait fondue par un refroidissement de 1° = 1 : 75 = 0^{k},013333 : par conséquent, en divisant par 0,013333 les nombres obtenus par les différents corps, on obtiendra leurs capacités calorifiques.

Il y a dans cette méthode une cause d'erreur dont il est impossible d'évaluer l'influence. Si la température extérieure est au-dessous de 0°, quand on introduit la glace dans l'appareil, elle sera sèche, tandis qu'à la fin de l'expérience la glace qui restera sera

mouillée : par conséquent, toute l'eau provenant de la glace fondue par le refroidissement du corps ne se sera pas écoulée. Si, au contraire, on introduit la glace quand l'air est à une température supérieure à 0°, elle sera mouillée, et l'eau écoulée se composera en partie de celle qui mouillait la glace : dans l'un et l'autre cas, il est impossible d'évaluer, même approximativement, la quantité d'eau qui recouvre les morceaux de glace. Pour éviter cet inconvénient, M. Gay-Lussac a proposé d'employer un bloc de glace dans lequel on pratiquerait une cavité cylindrique, à l'aide d'un fer chaud ; après avoir desséché cette cavité avec un linge, on y introduirait le corps dont on veut déterminer la capacité calorifique ; on fermerait l'orifice avec une plaque de glace, et après le refroidissement du corps on absorberait l'eau formée avec un linge. L'accroissement de son poids serait le poids de la glace fondue.

Malgré ce perfectionnement, la méthode par la fusion de la glace, qui peut conduire à des résultats exacts, sera toujours restreinte dans son emploi, parce qu'elle ne s'applique qu'à des corps d'un petit volume, et qu'on ne la pratique avec sûreté qu'autant que la température de l'air est voisine de 0°.

631. *Méthode des mélanges.* Si on plonge dans un liquide un autre corps sans action chimique sur lui et à une température différente, la température du mélange dépendra nécessairement des poids des deux corps, de leurs états thermométriques primitifs et de leurs capacités, et pourra servir à déterminer le rapport de ces dernières, toutes les autres circonstances étant connues. Par exemple, si on mêle 1^k d'eau à 0° avec 1^k de mercure à 100°, la température du mélange sera 3° : par conséquent la quantité de chaleur qui a été abandonnée par le mercure pour se refroidir de 97° a échauffé le même poids d'eau de 3° : la capacité calorifique de l'eau est donc à celle du mercure comme 97 : 3, ou comme 32,33 : 1. Si les poids des corps étaient inégaux, on parviendrait encore facilement à la détermination de la capacité calorifique de l'un d'eux en fonction de l'autre.

En désignant par m et m' les poids des corps, par t et t' leurs températures ; par x et y leurs capacités calorifiques, c'est-à-dire les nombres d'unités de chaleur émises par l'unité de poids se refroidissant de 1° ; par T la température du mélange : en supposant t plus grand que T, le nombre d'unités de chaleur perdues par le corps dont le poids est m sera évidemment $mx(t-T)$, et le nombre d'unités de chaleur gagnées par l'autre sera de même $m'y$

$(T - t')$: or, comme le second corps n'a gagné que ce que l'autre a perdu, il s'ensuit qu'on a l'équation

$$mx(t - T) = m'y(T - t');$$

d'où l'on peut facilement tirer la valeur du rapport de x à y.

La détermination des capacités calorifiques par le moyen des mélanges exige plusieurs corrections importantes : la première est relative à la chaleur absorbée par le vase; la seconde au refroidissement qui a lieu pendant que le mélange s'effectue. La première correction peut facilement s'effectuer quand on connaît le poids et la capacité calorifique du vase : en effet, en désignant son poids par m'', sa capacité calorifique par c, et en supposant que sa température soit t', la même que celle du corps le moins chaud, on aura évidemment

$$mx(t - T) = m'y(T - t') + m''c(T - t') = y\left(m' + \frac{m''c}{y}\right)(T - t').$$

Ainsi la formule sera la même que la précédente, en ajoutant au poids m' du liquide, celui du vase multiplié par le rapport de sa capacité calorifique à celle du liquide. Si la capacité calorifique du vase n'était pas donnée, on pourrait la déterminer directement au moyen d'une observation préliminaire, dans laquelle on n'introduirait dans le vase qu'un liquide dont la capacité calorifique serait connue.

Quant à l'erreur provenant du refroidissement, on peut la rendre très-petite en prenant les poids m et m', ou leurs températures, de manière que celle du mélange diffère peu de celle de l'air, et en effectuant promptement le mélange; on peut même la détruire presque complétement en abaissant préalablement la température du liquide renfermé dans le vase, de manière qu'à la fin de l'opération elle dépasse du même nombre de degrés celle de l'air : car le mélange prenant dans un temps très-court la température finale, le réchauffement et le refroidissement d'un même nombre de degrés auront lieu dans des temps peu différents, et se compenseront.

Petit et Dulong ont fait de nombreuses expériences pour déterminer les capacités calorifiques des corps par la méthode des mélanges. Quand cela était possible, ils employaient les corps solides en anneaux plats de 1 à 3 kilogrammes, qui présentaient beaucoup de surface, et qu'ils échauffaient dans l'eau, le mercure ou l'huile de lin bouillants : quant à la masse d'eau froide, ils la prenaient telle que sa température ne s'élevât que de 5° ou 6°; elle était contenue dans un vase de fer-blanc supporté par trois pointes; le thermomètre indiquait des centièmes de degré. Dans le dernier mode d'échauffement des anneaux, il restait une couche d'huile adhérente au métal; mais cette quantité était très-petite à cause de la grande fluidité de l'huile à une haute température, et d'ailleurs la correction due à

cette cause d'erreur était calculée en déterminant le poids de l'huile entraînée par l'anneau métallique.

632. La méthode des mélanges, pour être applicable avec succès à un grand nombre de corps solides et liquides, exige une foule de précautions minutieuses et des modifications d'appareil que l'on trouve réunies et coordonnées de la manière la plus rationnelle dans un long et remarquable travail de M. Regnault (*A. C. et P.*, 2e série, t. LXXV; et 3e série, t. I et IX).

La fig. 964 présente l'ensemble des dispositions adoptées : 1° pour porter le corps en expérience à une température qui soit connue avec précision et certitude ; 2° pour évaluer, aussi fidèlement que possible, la chaleur qu'il abandonne en descendant de cette température à une autre inférieure et pareillement bien déterminée.

La substance solide à étudier, prise, toutes les fois que cela se peut, en fragments de la grosseur d'un pois, est placée dans l'espace annulaire d'une petite corbeille, formée de deux cylindres concentriques, en toile fine de fil de laiton, et pesant tout au plus de 1 gramme à $1^{g},5$, fraction assez minime du poids du corps (100 à 400 ou 500 grammes). La corbeille chargée, se suspend par des fils de soie dans le compartiment central A d'une étuve chauffée à la vapeur : celle-ci, après avoir circulé dans l'espace BB, s'échappe par le tube M qui la conduit au serpentin d'un condenseur. L'intervalle II renferme de l'air et sert à diminuer le refroidissement de l'étuve ; au couvercle CC, aussi à double paroi, s'ajuste un bouchon supportant un thermomètre très-sensible T, dont le réservoir cylindrique occupe, dans toute sa hauteur, le milieu de la corbeille. Le fond du compartiment A est fermé par un registre RR, que l'on met en place ou qu'on enlève avec facilité par un mouvement de baïonnette. On voit en H le vase dans lequel est contenue l'eau froide destinée à chaque expérience : ses parois sont en laiton extrêmement mince, et il repose entre quatre petits montants en bois, sur deux fils croisés, de manière à se trouver complétement isolé ; l'un des montants soutient un thermomètre *t'* à réservoir en verre très-mince, de 3 millimètres au plus de diamètre, et de hauteur égale à la profondeur de l'eau, dont il prend rapidement la température : un degré centigrade occupe sur sa tige quinze ou vingt des divisions d'égale capacité. GG est un petit chariot, support des quatre montants ; on peut le faire glisser dans une coulisse le long de la planche *kk* pour amener sous l'étuve le refrigérant H. Afin de mettre alors ce dernier à l'abri des rayons de chaleur de la

chaudière, du fourneau et de l'étuve, il en est séparé complétement par la caisse DDD coudée à angle droit et remplie d'eau à la température ordinaire, que l'on peut renouveler à volonté. On y a ménagé une ouverture cylindrique de même diamètre que le registre RR, que ferme habituellement un second registre R'R' attaché au premier : un manche commun permet de les ôter ensemble, quand on veut ouvrir l'étuve. La quantité d'eau qui sert pour une expérience est telle que quand la corbeille y est plongée, le vase H s'en trouve à peu près rempli : elle pèse environ 1/2 kilogramme ; on la mesure dans un flacon à col étroit portant un trait d'affleurement : connaissant sa température et la densité correspondante fournie par les tables, on peut, au moyen de cette donnée et du volume qui est sensiblement constant, calculer son poids avec une exactitude suffisante. L'expérience a d'ailleurs montré qu'en donnant au flacon, après l'avoir vidé, un même nombre de secousses, la quantité d'eau qui reste adhérente aux parois ne varie que de quelques centigrammes.

Quand la corbeille chargée a été mise en place dans l'étuve, et la vapeur introduite à l'entour, la température indiquée par le thermomètre T monte rapidement ; mais il faut au moins deux heures pour qu'elle atteigne un maximum sensiblement stationnaire, lequel est toujours inférieur de 1° et même de 2° à celle de la vapeur. Arrivé à ce point, on continue à chauffer encore pendant une heure, afin d'être certain que la matière solide, qui est en expérience, possède dans toute sa masse la température marquée par le thermomètre T : celui-ci ne doit pas, durant cette heure, varier de plus d'un dixième de degré, sans quoi on prolonge l'opération. C'est alors que l'on verse l'eau dans le réfrigérant : on lit sa température sur le thermomètre t' à l'aide de la lunette grossissante d'un cathétomètre, et l'on prend note aussi de celle de l'air qui est donnée par le thermomètre libre t'' placé dans le voisinage. E est un large écran de bois que l'on tient soulevé, au moyen d'un cordon, pour livrer passage au chariot : aussitôt que celui-ci est sous l'étuve, on enlève les registres RR, R'R' ; en 1″ ou 1″$\frac{1}{2}$, tout au plus, la corbeille est descendue, décrochée et plongée dans l'eau. Il faut avec promptitude ramener le chariot à sa position première, laisser tomber l'écran E, et, pendant qu'un aide agite l'eau continuellement, en levant et abaissant la corbeille, sans qu'elle cesse de rester submergée, suivre avec la lunette la marche du thermomètre t' : comme on a eu soin de prendre l'eau du réfrigérant à 1° ou 2° au-dessous de

la température de l'air ambiant, et de s'arranger de manière qu'elle ne s'élève guère plus au-dessus, on a pu disposer, à l'avance, la lunette pour tomber, à première vue, sur des températures voisines du maximum : celui-ci s'établit en quelques minutes, plus ou moins suivant le degré de conductibilité des substances solides sur lesquelles on opère. Si elles sont, comme nous l'avons supposé, en fragments de la grosseur d'un pois et compactes, le maximum est atteint en 1′ ou 2′. On reconnaît que le corps immergé est bien en équilibre de température avec l'eau, au moment de l'observation du maximum, à ce que celui-ci s'établit promptement et ne persiste que quelques instants : car quand le corps conserve un excès de température, le maximum n'arrive qu'au bout d'un temps plus long, et reste stationnaire pendant plusieurs minutes. Cette particularité, qui, on le comprend aisément, est un grave inconvénient, se présente d'une manière plus ou moins marquée avec les substances à structure cristalline peu serrée, et, en général, avec toutes celles qui conduisent mal la chaleur. Les matières en poudre offrent un autre genre de difficulté : c'est qu'au moment de leur immersion dans l'eau, il y a, par le fait seul de leur imbibition, un dégagement de chaleur dont il est à peu près impossible de tenir compte; on réussit souvent à leur donner assez d'agrégation pour qu'on puisse expérimenter sur elles, à la manière indiquée, soit en les comprimant très-fortement dans un cylindre de laiton où elles subissent une sorte de moulage, soit en les humectant d'eau, les pétrissant en boulettes que l'on calcine. Quand ces moyens restent sans succès, on est réduit à tasser la matière pulvérulente aussi fortement que possible dans des tubes en feuilles de laiton très-minces, de 15 millimètres environ de diamètre, et de 50 à 60 de longueur : ce sont ces tubes qu'on place dans la corbeille; mais on n'emploie ce procédé qu'à la dernière extrémité, car alors le maximum de température de l'eau du réfrigérant ne s'établit qu'au bout de 10′ à 12′, dure 4′ ou 5′, et la méthode perd toute son exactitude.

Les corps solubles dans l'eau sont étudiés au moyen de l'essence de térébenthine, qu'on emploie encore quand on ne possède que de très-petites quantités de matière, parce que sa capacité pour la chaleur n'est que la moitié à peu près de celle de l'eau; elle doit être préalablement déterminée avec soin par une expérience spéciale faite dans les circonstances mêmes où l'essence doit servir : il est clair que quand on connaît le rapport de sa chaleur spécifique à celle de l'eau, et le rapport de la chaleur spécifique d'un corps

à celle de l'essence, le produit des deux rapports exprime la capacité calorifique du corps relativement à celle de l'eau qui est le terme général de comparaison.

Les liquides dont on veut chercher les chaleurs spécifiques sont enfermés dans des tubes en verre très-mince qu'on a soin de ne pas remplir complétement, et qu'on scelle au chalumeau par les deux bouts : toute perte par évaporation se trouve ainsi évitée. Le maximum de température, après leur immersion dans le bain réfrigérant, s'établit en trois minutes au plus : de sorte qu'on peut compter à peu près sur autant d'exactitude qu'avec les corps solides bons conducteurs de la chaleur.

Les corrections à faire dans chaque expérience ont été indiquées; elles sont relatives à la chaleur absorbée par la matière du vase réfrigérant et à la chaleur dégagée par la corbeille et les tubes en verre ou en laiton dans le cas où on en fait usage. Quant à la correction relative à la perte ou au gain de chaleur du bain pendant la durée d'une expérience, M. Regnault la fait comme il suit. Il partage cette durée en deux périodes, et suppose que pendant la première, qui est en moyenne de 1′, et comprise entre le moment de l'observation de la température initiale du bain et le retour du chariot devant la lunette, cette température reste constante; que, pendant le premier quart de la deuxième période, c'est-à-dire du temps écoulé entre le retour du chariot et l'observation du maximum, l'eau a la même température que l'air ambiant; enfin, pendant les trois derniers quarts de cette période, la température maximum. Pour calculer ce qu'il faut ajouter ou ôter à la différence de température observée, afin de tenir compte du réchauffement et du refroidissement de l'eau du bain par l'air et les corps environnants, on emploie une formule d'interpolation dont les constantes sont déterminées par des expériences sur le refroidissement de l'eau, faites préalablement dans des circonstances toutes pareilles à celles de l'expérience principale. On retranche la chaleur gagnée par l'eau pendant la première période de celle perdue plus tard dans la seconde période, et la différence est ce qu'il faut ajouter à la température maximum observée. Cette correction, dans les conditions bien choisies où M. Regnault exécute ses expériences, n'est jamais que de quelques centièmes de degré. A peine est-il besoin de dire que pendant la descente si courte et si prompte de la corbeille il n'y a pas de perte sensible de chaleur.

En résumé, la méthode des mélanges pratiquée à la manière de

M. Regnault, avec toutes les précautions qu'il indique, est excellente pour tous les corps solides, dont on possède au moins une centaine de grammes, qui sont d'une structure compacte homogène et assez bons conducteurs de la chaleur : elle est applicable aussi avec succès à tous les liquides qui ne sont pas très-volatils. Mais elle perd une grande partie de ses avantages et de ses caractères de certitude quand il s'agit de matières pulvérulentes ou qui conduisent très-mal la chaleur; et, d'après ce qui sera dit plus loin, on comprendra facilement qu'elle n'est pas convenable pour les substances dont une longue exposition à la température de 100° altère la composition ou l'état d'agrégation, et change la capacité pour la chaleur.

634. *Méthode du refroidissement.* Cette méthode, imaginée par Meyer, consiste à renfermer des corps successivement dans la même enveloppe, à élever un peu leur température au-dessus de celle de l'air, et à observer les temps qu'ils mettent à se refroidir d'un même nombre de degrés. Ces temps sont proportionnels aux poids des corps multipliés par leurs capacités calorifiques, augmentés du poids de l'enveloppe également multiplié par sa capacité. En effet, partageons le temps t du refroidissement du premier corps en un très-grand nombre de parties, de manière que chacune de ces petites parties corresponde à un refroidissement d'une même fraction m, très-petite de degré, et le temps t' relatif au second corps en parties proportionnelles aux premières : les corps, pour se refroidir successivement de m, emploieront évidemment des temps qui seront proportionnels aux quantités de chaleur qu'ils devront émettre, par conséquent, en raison directe des sommes des produits du poids de l'enveloppe par sa capacité, et du poids du corps par sa capacité, attendu que, pendant ce refroidissement très-petit, on peut considérer la température du corps comme constante. Ainsi les temps t et t' seront dans un rapport constant, le même que celui des fractions que nous avons d'abord considérées; et, en désignant par p et p' les poids des corps, par c et c' leurs capacités, par p'' et c'' le poids et la capacité de l'enveloppe, nous aurons

$$\frac{t}{t'} = \frac{pc + p''c''}{p'c' + p''c''}.$$

On arrive à la même formule en partant de la loi de Newton sur le refroidissement, qui est applicable au cas dont il s'agit, attendu que la différence de température des corps sur celle du milieu environnant est très-petite. En

effet, nous avons trouvé [521], pour la température T d'un corps qui se refroidit, après le temps t, la formule

$$\text{Log T} = \text{Log A} - \frac{at}{\text{M}},$$

a étant le refroidissement pendant l'unité de temps pour une différence de température de 1° : or, cette quantité a est évidemment en raison inverse de $pc + p''c''$, p, p'', c et c'', ayant la même signification que précédemment. Ainsi, k étant un coefficient constant, on aura

$$\text{Log. T} = \text{Log A} - \frac{t}{\text{M}} \cdot \frac{1}{k(pc + p''c'')}; \text{ d'où } pc + p''c'' = \frac{t}{k\text{M}(\text{Log A} - \text{Log T})}.$$

Pour un autre corps renfermé dans la même enveloppe on aura de même

$$p'c' + p''c'' = \frac{t'}{k\text{M}(\text{Log A} - \text{Log T})}; \text{ d'où } \frac{t}{t'} = \frac{pc + p''c''}{p'c' + p''c''}.$$

Cette méthode s'applique avec la plus grande facilité aux liquides. Petit et Dulong sont parvenus à l'employer pour les corps solides, en prenant ces corps en poudre et en très-petite masse, les renfermant dans des vases à surfaces polies, et opérant dans le vide, afin de ralentir le refroidissement, attendu que l'influence de l'inégale répartition de la chaleur dans la masse qui se refroidit est d'autant plus faible que la masse est elle-même plus petite et le refroidissement plus lent. Ils ont d'ailleurs vérifié l'exactitude de cette méthode, en comparant, pour certains corps, les nombres obtenus avec ceux qui provenaient de l'emploi de la méthode des mélanges; l'identité des résultats trouvés par ces deux voies ne laissait aucun doute sur l'exactitude de la dernière, quand on prend les précautions convenables.

Voici maintenant le mode d'expérience employé par Petit et Dulong. Les corps dont on voulait déterminer la capacité étaient introduits en poudre dans un petit vase d'argent, dont le centre était occupé par le réservoir d'un thermomètre très-sensible; le vase d'argent, préalablement échauffé à 15°, était placé dans un vase de cuivre cylindrique, à surface intérieure couverte de noir de fumée, et celui-ci dans un autre d'une plus grande capacité, renfermant de la glace fondante; la tige du thermomètre sortait à travers une boîte à étoupe fixée au couvercle du vase de cuivre; on faisait le vide dans ce vase, et on comptait le temps du refroidissement de 10° à 5°. Les temps se mesuraient avec un bon chronomètre, et les indications du thermomètre s'observaient au moyen d'une lunette horizontale mobile le long d'une tige verticale.

635. M. Regnault a soumis la méthode du refroidissement à une discussion complète et à une série d'épreuves expérimentales très-variées, exécutées d'abord avec un appareil exactement semblable à celui de Dulong et Petit (*A. C. et P.*, 2e série, t. LXXIII), et ensuite (*A. C. et P.*, 3e série, t. IX) avec cet appareil modifié dans ses diverses parties, de manière à faire ressortir la nature et le degré d'influence de chaque disposition sur le résultat final. En établissant l'équation qui sert à le calculer, on a supposé :

1°. Que pendant la durée du refroidissement toutes les parties de la substance qui remplit le vase d'argent ont une température commune, et se sont, par conséquent, refroidies d'une même quantité. C'est ce qui n'est nullement admissible, car il faudrait pour cela que la conductibilité de la substance fût très-grande, ou la même dans tous les cas : or, on sait que les matières pulvérulentes conduisent mal, et très-inégalement la chaleur; d'ailleurs, quelque soin que l'on prenne, on manque de moyen pour apprécier le degré de tassement qu'on leur donne, et faire qu'il soit uniforme dans toute la masse; et d'un autre côté, M. Regnault a trouvé que, suivant qu'elle est plus ou moins tassée, la même substance peut présenter plus d'un tiers de variation dans sa chaleur spécifique.

2°. Que la chaleur passe avec une égale facilité de la substance en poudre, quelle que soit sa nature, dans le thermomètre et les parois du vase d'argent. C'est une supposition invraisemblable; car on ne saurait nier que l'étendue de leur contact avec la matière pulvérulente n'ait une grande influence et qu'elle ne varie beaucoup, selon le degré de ténuité de la matière et son tassement.

3°. Que le pouvoir absorbant de l'enceinte reste le même pendant toute la durée des expériences, quand sa surface intérieure est couverte de noir de fumée. Cela peut être vrai, mais à la condition qu'on n'y laisse jamais entrer que de l'air bien sec; car autrement, et surtout si l'enceinte est environnée de glace fondante, comme dans la manière d'opérer de Dulong et Petit, le noir de fumée, qui est très-hygrométrique, s'empare de l'humidité sans l'abandonner, à quelque point qu'on fasse le vide, et son pouvoir absorbant pour la chaleur s'en trouve plus ou moins notablement diminué, ainsi que l'a constaté M. Regnault : pour éviter cet inconvénient, il supprime l'emploi de la glace, et porte l'enceinte à une température plus élevée d'un degré ou deux que celle de l'air ambiant, ou bien ne recouvre pas de noir de fumée sa paroi intérieure.

Ce que nous venons de dire suffit pour montrer, que la méthode du refroidissement telle que nous l'avons fait connaître, présente dans son application aux corps solides de grandes incertitudes, qu'on ne peut guère espérer de faire disparaître; car M. Regnault n'y a point réussi, malgré les précautions les plus minutieuses et les mieux entendues, malgré les changements faits aux appareils (*A. C. et P.*, 3e série, t. IX) et sa grande habileté à les manier. MM. de la Rive et Marcet n'ont pas été plus heureux (*A. C. et P.*, 2e série, t. LXXV). Mais nous devons dire que la méthode du refroidissement est néanmoins précieuse pour les corps dont on ne possède que de très-petites quantités, et pour ceux qui ne supportent pas, sans altération dans leur composition ou leurs propriétés physiques, que leur température soit portée à 100° et même à un degré moins élevé.

Beaucoup de physiciens se sont occupés de la recherche des chaleurs spécifiques; mais les résultats donnés par ceux qui ont précédé Dulong et Petit méritent peu de confiance, car c'est à peine si, dans une foule de nombres fort différents, on en rencontre quelques-uns qui approchent des véritables. Il faut toutefois faire exception en faveur de plusieurs expériences de Lavoisier et Laplace, qui paraissent avoir été exécutées avec beaucoup de soin, et ont conduit aux rapports consignés dans le petit tableau suivant.

Capacités calorifiques déterminées par Lavoisier et Laplace, par la fusion de la glace.

Eau	1,0000
Plomb	0,0283
Mercure	0,0290
Étain	0,0475
Fer battu	0,1105
Verre sans plomb	0,1929
Soufre	0,2085
Huile d'olive	0,3085
Acide sulfurique (densité = 1,87)	0,3346
Acide nitrique (*id.* = 1,30)	0,6614

Capacités déterminées par la méthode du refroidissement.

Acide hydrochlorique	(densité = 1,53)	0,600	Dalton.
Alcool	(*id.* = 0,81)	0,700	*Id.*
Éther sulfurique	(*id.* = 0,76)	0,660	*Id.*

Suite du Tableau.

Essence de térébenthine.. (densité = 0,87)...	0,472	Despretz.
Bois de pin.....	0,650	Meyer.
Bois de chêne.....	0,570	*Id.*
Bois de poirier.....	0,500	*Id.*

Tableau des capacités calorifiques déterminées au moyen de la méthode des mélanges, par Petit et Dulong.

NOMS DES SUBSTANCES.	CAPACITÉS moyennes entre 0° et 100°.	CAPACITÉS moyennes entre 0° et 300°.
Eau.....	1,0000	»
Mercure.....	0,0330	0,0350
Platine.....	0,0335	0,0355
Antimoine.....	0,0507	0,0547
Argent.....	0,0557	0,0611
Zinc.....	0,0927	0,1015
Cuivre.....	0,0940	0,1013
Fer.....	0,1098	0,1218
Verre.....	0,1770	0,1900

636. D'après ce dernier tableau, on doit présumer qu'en général les capacités des corps solides pour la chaleur ne sont pas constantes, et qu'elles augmentent avec la température; les résultats suivants, obtenus par Dulong et Petit montrent que, pour le fer, l'accroissement de la capacité calorifique, à mesure que la température s'élève, a lieu suivant une loi assez rapide.

Capacité moyenne du fer pour la chaleur.

De 0° à 100°.....	0,1098	De 0° à 300°.....	0,1218
De 0° à 200°.....	0,1150	De 0° à 350°.....	0,1255

Mais les températures ayant été déterminées par la dilatation de l'air, en employant le coefficient 0,00375, les trois derniers nombres sont trop forts d'environ 3/100.

Tableau des capacités déterminées au moyen de la méthode du refroidissement, par Dulong et Petit.

NOMS DES SUBSTANCES.	CAPACITÉS, celle de l'eau étant prise pour unité.	POIDS des atomes.	PRODUITS du poids de chaque atome par la capacité correspondante.
Bismuth	0,0288	13,30	0,3830
Plomb	0,0293	12,95	0,3794
Or	0,0298	12,43	0,3704
Platine	0,0314	11,16	0,3740
Etain	0,0514	7,35	0,3779
Argent	0,0557	6,75	0,3759
Tellure	0,0912	4,03	0,3675
Zinc	0,0927	4,03	0,3736
Cuivre	0,0941	3,957	0,3755
Nickel	0,1055	3,69	0,3819
Fer	0,1100	3,392	0,3731
Cobalt	0,1498	2,46	0,3885
Soufre	0,1880	2,011	0,3780

637. Dulong et Petit, après avoir obtenu les chaleurs spécifiques inscrites au tableau précédent, furent conduits, on ne sait par quelles vues, à multiplier chacune d'elles par le poids atomique du corps simple correspondant, celui de l'oxygène étant pris pour unité; et, chose remarquable, ils trouvèrent des produits sensiblement constants, d'où ils conclurent cette loi générale : *Les chaleurs spécifiques des corps simples sont en raison inverse de leurs poids atomiques.*

Remarquons que les chaleurs spécifiques qui sont entrées comme facteurs dans les produits binaires dont nous venons de parler sont rapportées à des poids égaux. Si nous les désignons par C et C′, et par p et p' les poids atomiques des corps simples correspondants, l'équation $Cp = C'p'$ exprimera le fait découvert par Dulong et Petit : or, en appelant c et c' les chaleurs spécifiques des atomes eux-mêmes, n et n' les nombres respectifs de ces derniers dans des poids égaux de deux corps simples, il est clair que $C = nc$ et $C' = n'c'$, et par conséquent $ncp = n'c'p'$. D'un autre côté, les nombres n et n' d'atomes contenus dans des poids égaux de deux corps sont en raison inverse des poids p et p' de ces atomes : d'où il suit que $np = n'p'$ et $c = c'$. De là la seconde loi formulée par Dulong et Petit, et par suite celle-ci : *Les atomes des corps simples ont la même capacité pour la chaleur.*

La loi relative aux rapports des chaleurs spécifiques des corps simples à leurs poids atomiques paraissait bien établie, et fut adoptée, non pas comme une simple approximation, mais comme exacte, car les différences entre les produits de la quatrième colonne du dernier tableau sont assez petites pour être attribuées aux erreurs inévitables dans les expériences. Mais à cette époque (année 1819) les poids atomiques des corps simples n'étaient pas encore fixés d'une manière certaine; pour plusieurs, on avait à faire choix entre deux ou trois nombres, sans motifs déterminants pour se décider. Dulong et Petit adoptèrent, on le pense bien, ceux de ces nombres qui confirmaient leur loi. Depuis une dizaine d'années la découverte de l'isomorphisme et le perfectionnement des procédés d'analyses chimiques ont diminué le champ des incertitudes, en fournissant de nouveaux moyens pour déterminer les poids atomiques des corps simples. Si nous substituons à ceux employés par Dulong et Petit les poids atomiques que les chimistes admettent aujourd'hui généralement, on trouve des résultats qui, pour certains métaux, le bismuth, l'argent, le tellure et le cobalt, s'éloignent complétement de la loi dont il s'agit.

Il était très-important que les opinions fussent arrêtées sur cette question intéressante. C'est ce qui a décidé M. Regnault à entreprendre le travail sur les chaleurs spécifiques des corps solides et des liquides dont nous avons déjà donné quelques extraits. Dans le tableau qu'il a publié des chaleurs spécifiques des corps simples résultant de ses expériences et des produits de ces chaleurs spécifiques par les poids atomiques qu'il adopte, on voit les produits varier de 38 à 42, c'est-à-dire de quantités plus grandes que celles qui peuvent provenir des erreurs d'observation. La loi de Dulong et Petit ne se vérifie donc pas d'une manière aussi absolue que ses auteurs paraissaient le croire : mais si on prend garde que les poids atomiques des corps simples inscrits au tableau varient de 200 à 1400, tandis que les produits sont resserrés entre 38 et 42, on sera très-porté à croire que la loi en question doit être reconnue comme vraie, sinon d'une manière absolue, du moins d'une manière approchée. M. Regnault présente à ce sujet ces réflexions remarquables :

« Cette loi représenterait probablement les résultats de l'expérience d'une manière tout à fait rigoureuse, si l'on pouvait prendre la chaleur spécifique de chaque corps à un point déterminé de son échelle thermométrique, et si l'on pouvait débarrasser sa chaleur spécifique de toutes les influences étrangères qui la modifient dans

l'observation. Ces influences peuvent être de différente nature. Les corps qui passent par l'état de mollesse, avant de se fondre complétement, renferment probablement déjà, avant leur liquéfaction, une portion de leur chaleur de fusion qui s'ajoute, dans l'expérience, à la chaleur spécifique. D'un autre côté, la capacité calorifique, telle que nous la déterminons par l'expérience, s'obtient d'après l'observation de la quantité de chaleur que le corps a dû absorber pour produire son élévation de température (et c'est là, à proprement parler, sa chaleur spécifique), plus de la quantité de chaleur qu'il a dû prendre pour produire sa dilatation. Cette dernière quantité de chaleur que l'on pourrait appeler *chaleur latente de dilatation*, s'ajoute dans l'expérience à la chaleur spécifique; elle est très-grande dans les corps gazeux, beaucoup plus faible dans les corps solides et les liquides; mais dans aucun cas elle n'est négligeable, et elle doit faire varier nécessairement d'une manière sensible la chaleur spécifique observée.

« Toutes ces causes d'erreur sont compliquées par le choix arbitraire de l'origine à partir de laquelle on compte, pour chaque corps, les élévations de température, choix qui n'est déterminé par aucune propriété physique telle que le point de fusion, ou d'ébullition, mais se trouve le même pour des corps de nature complétement différente. L'augmentation de la chaleur spécifique avec la température suffirait seule pour démontrer la nécessité de choisir, pour chaque substance, un point de départ en rapport avec un de ses autres caractères spécifiques. »

La capacité pour la chaleur change aussi avec l'état d'agrégation : ainsi le cuivre, dont la densité s'accroît notablement par l'écrouissage, subit alors une diminution dans sa chaleur spécifique; celle-ci reprend sa valeur primitive dans le métal recuit. Le soufre en cristaux naturels, le soufre fondu et solidifié depuis plus ou moins de temps, le soufre mou, ont des capacités différentes pour la chaleur. Ce dernier présente à ce sujet un phénomène fort curieux : lorsque, placé dans la petite corbeille, il approche de la température de 100°, on remarque que le thermomètre monte rapidement jusqu'à 110°, et, après être resté quelques instants stationnaire à ce point, redescend à la température de la vapeur qui n'a pas cessé, elle, d'être à 100°. Voilà donc l'exemple extraordinaire d'un corps qui élève lui-même sa propre température, par un dégagement spontané d'une certaine quantité de chaleur qui était latente : ce soufre mou est dans un état d'équilibre moléculaire instable; il revient

lentement à son état normal, aux températures ordinaires; mais, quand il est porté à environ 100°, la transformation s'opère brusquement, et, par le fait du changement de capacité, il se développe beaucoup de chaleur. On peut ajouter que ce soufre à 100° contient déjà de la chaleur de fusion qui devient libre au moment du changement du soufre mou en soufre dur; mais il est vraisemblable que cette cause est moins influente que la première pour produire l'élévation de température observée.

Les différences de chaleur spécifique sont encore plus tranchées pour le carbone, dans ses divers états d'agrégation; le diamant, le graphite ou plombagine, la colle, le charbon de bois, ont des chaleurs spécifiques qui ne vérifient pas la loi de Dulong et Petit: d'où il paraît permis de conclure que la capacité du carbone, tel qu'il entre dans les combinaisons, n'est point la même que quand il est isolé.

Nous pouvons dire, d'après ce qui précède, que, pour les corps simples, le produit de la capacité, par le poids atomique, doit varier avec la température et l'état d'agrégation; et que la loi en question, n'étant vraie qu'approximativement, ne saurait conduire à coup sûr aux véritables valeurs des poids atomiques de ces corps.

C'est ce que M. Regnault explique d'une manière aussi heureuse que nette, quand il dit : « Chercher la loi qui lie les chaleurs spécifiques (y) des corps avec leurs poids atomiques (x) consiste à déterminer la forme d'une fonction F (x, y, u, v, t) qui renferme en même temps d'autres variables, quand on connaît seulement une série de valeur de y et les valeurs correspondantes de x. La forme de la fonction se manifesterait d'une manière absolue, si, en faisant varier x, u v et t ne variaient pas en même temps que y; mais comme cette variation simultanée a toujours lieu, et que jusqu'à présent on n'a pas de moyen d'apprécier son influence, qui, heureusement, est assez faible dans la capacité calorifique des solides et des liquides, la forme de la fonction ne devient manifeste que d'une manière approchée entre les valeurs numériques de y et celles de x. Telle est probablement la véritable raison qui empêche la loi de Dulong et Petit de ressortir rigoureusement des nombres fournis par l'expérience. »

639. Il était assez naturel, la loi de Dulong et Petit sur les capacités des corps *simples* étant admise, de chercher si, pour les corps *composés*, il n'en existerait pas quelqu'une analogue. M. Newmann et M. Avogrado ont déterminé, séparément et par des méthodes différentes, les capacités calorifiques d'un grand nombre de corps dont les compositions chimiques étaient parfaitement connues. M. Newmann a déduit de ses expériences que le produit de la chaleur spécifique par le poids de l'atome composé est un nombre constant pour chaque classe de composés analogues, mais variable d'une classe à une autre; ou, ce qui revient au même, que la chaleur spécifique des atomes des corps

semblablement composés est la même. M. Avogrado a été conduit à une loi plus générale, et qui renferme la première : elle consiste en ce que la capacité d'un corps composé, multipliée par le poids de l'atome, est égale au produit du nombre constant, 0,1875, par la racine carrée du nombre entier ou fractionnaire des atomes simples que renferme l'atome composé. Mais pour les corps de même composition atomique, il faut admettre différentes divisions en 2, 4, etc. de l'atome qui serait résulté immédiatement de l'union des atomes simples composants. Le système de ces divisions étant en général le même pour les corps de même constitution atomique, et pour ces derniers corps, le facteur qui multiplie 0,1875 étant aussi constant, il en résulte évidemment, comme cas particulier, la loi de Newmann. (*Voyez*, pour plus de détails, *A. C. et P.*, t. LV et LVII.)

M. Regnault, après avoir montré que si les lois énoncées par Newmann et Avogrado ne peuvent pas être révoquées en doute, elles ont du moins été établies d'après des idées préconçues, sur des expériences d'une insuffisante précision et des nombres souvent forcés, a abordé la question traitée par ces physiciens, mais en l'étudiant d'un point de vue plus large : il a étendu ses recherches, faites avec le soin et le scrupule que réclamait l'importance du sujet, aux alliages en proportions définies, aux oxydes, chlorures, iodures, bromures, sulfures de différentes formules, à divers genres de sels, et plusieurs corps remarquables de la chimie organique ; et il est arrivé, après une discussion consciencieuse des nombres résultant de ses expériences, à établir solidement cette loi générale : *Dans tous les corps composés de même composition atomique et de constitution chimique semblable, les chaleurs spécifiques sont en raison inverse du poids atomique*, qui comprend comme cas particulier celle de Dulong et Petit, et celle de M. Newmann. Si on se reporte à ce que nous avons dit au sujet de la loi sur les capacités des corps *simples*, on doit bien penser que celle qui s'applique aux corps *composés* n'est non plus vraie que par approximation. Il nous paraît résulter en effet assez clairement de différents faits observés par M. Regnault, qu'un corps composé peut avoir plusieurs capacités différentes pour la chaleur, suivant son état d'agrégation, et que, quand celle-ci devient plus intime et plus forte, la capacité diminue ; que, pour les corps composés comme pour les corps simples, la chaleur spécifique donnée par l'expérience se compose de la chaleur spécifique proprement dite et de celle qu'il a nommée *chaleur latente de dilatation*. Le résultat de l'observation est donc complexe ; mais la chaleur spécifique proprement dite domine assez pour que la loi ne soit pas masquée et méconnaissable. Afin d'obtenir des nombres tout à fait comparables pour les chaleurs spécifiques de deux corps composés, il faudrait évaluer celles-ci à des points de l'échelle du thermomètre à mercure, souvent très-différents pour chacun d'eux ; par exemple, les prendre pour les températures auxquelles ces corps présentent la plus grande analogie dans leurs propriétés physiques et chimiques, l'isomorphisme le plus complet. Au sujet de cette dernière condition, nous devons dire que souvent un corps composé qui offre un isomorphisme complet avec un autre corps, à une certaine température, présente à une autre température un isomorphisme aussi parfait avec un corps différent du premier ; les sels cristal-

lisés et hydratés en fournissent d'assez nombreux exemples. La fusion lente et progressive ou l'amollissement qu'éprouvent certains corps quand on les chauffe à telle ou telle température, rend incertaine aussi la détermination de leurs chaleurs spécifiques, et on doit se tenir en garde contre l'influence de pareilles circonstances.

Une diminution considérable dans la chaleur spécifique de certains corps solides, si elle est réelle, quand leur densité augmente, fournirait une explication vraisemblable du phénomène connu d'incandescence subite et passagère qui apparaît avec quelques oxydes déjà cités, quand ils sont calcinés jusqu'à un certain point; il y aurait alors pendant quelques instants, par suite de la contraction qu'éprouvent leurs molécules, un dégagement de chaleur, qui, de latente devenant libre, porterait la substance calcinée du rouge sombre à l'incandescence. Un fait d'un ordre différent vient à l'appui de cette conjecture : l'oxyde de zinc, le colchotar (peroxyde de fer calciné), l'alumine, la dernière surtout, ont perdu, après avoir subi l'incandescence, une grande partie de leur solubilité dans les acides; cette modification profonde de l'une de leurs propriétés chimiques les plus intimement liées à leur nature, est un indice que leur cohésion a été considérablement augmentée, et on peut en induire que la capacité pour la chaleur se trouve changée dans le sens présumé. Il paraîtra au premier abord qu'il serait facile de décider si cette explication est fondée, en cherchant les chaleurs spécifiques de l'alumine, par exemple, à des températures croissantes, jusque dans le voisinage de celle où le phénomène d'incandescence a lieu, et ensuite au delà; mais cet oxyde doit être préparé à l'état d'hydrate, et il retient l'eau avec une telle affinité, que les dernières portions ne se dégagent qu'à une température très-rapprochée de celle qui détermine le changement d'agrégation : d'où il suit que, si on cherche la chaleur spécifique en dessous de cette température, l'oxyde est encore hydraté; et que, si on va jusqu'à expulser l'eau complétement, on opère sur un oxyde dans lequel le changement de l'état d'agrégation est déjà en partie effectué.

Nous terminerons ce qui a rapport aux chaleurs spécifiques des solides et des liquides, en donnant dans deux tableaux un extrait des divers et nombreux résultats qu'a publiés M. Regnault. Les choix que nous avons faits sont propres à confirmer ce que nous avons dit sur la valeur de la méthode des mélanges et celle du refroidissement, ainsi qu'à montrer jusqu'à quel point se vérifient sur les nombres inscrits les diverses lois énoncées. Le poids atomique de l'oxygène est supposé égal à 100, et les chaleurs spécifiques sont rapportées à celle de l'eau prise pour unité.

Chaleurs spécifiques déterminées par la méthode des mélanges.

NOMS DES SUBSTANCES.	CHALEURS SPÉCIFIQUES.	POIDS ATOMIQUES.	PRODUITS.
Corps simples purs.			
Antimoine	0,05077	806,45	40,944
Argent	0,05701	675,80	38,527
Arsenic	0,08140	470,04	38,261
Bismuth	0,03084	1330,37	45,034
Cadmium	0,05669	696,77	39,502
Cobalt	0,10696	368,99	39,468
Cuivre	0,09515	395,70	37,849
Etain des Indes	0,05623	735,29	41,345
Fer	0,11379	339,21	38,597
Iode	0,05412	789,75	42,703
Mercure	0,03332	1265,82	42,149
Nickel, par l'oxalate	0,10863	369,68	40,160
Or	0,03244	1243,01	40,328
Palladium	0,05927	665,90	39,468
Platine laminé	0,03243	1233,50	39,993
Sélénium	0,08371	494,58	41,403
Soufre coulé en bâton, puis cassé en petits fragments	0,20259	201,17	40,754
Tellure	0,05155	801,76	41,549
Zinc	0,09555	403,23	38,526
Corps simples moins purs.			
Nickel carburé	0,11192	369,68	41,376
Nickel plus carburé calciné à la forge, dans la brasque	0,11631	369,68	42,999
Cobalt carburé	0,11714	368,99	43,217
Acier Haussmann	0,11848	339,21	40,172
Fonte de fer blanche, de Bourgogne	0,12983	339,21	44,038
Charbon de bois traité par les acides, puis fortement calciné	0,24111	152,88	36,873
Phosphore	0,18949	196,14	37,024
Manganèse très-carburé	0,14411	345,89	49,848
Corps composés divers.			
Oxydes RO. — Protoxyde de plomb en poudre	0,05118	1394,5	71,34
Oxydes RO. — Protoxyde de plomb fondu	0,05089	1394,5	70,94
Oxydes RO. — Oxyde de mercure	0,05179	1365,8	70,74
Oxydes RO. — Protoxyde de manganèse	0,15701	445,9	70,01
Oxydes RO. — Oxyde de cuivre	0,14201	495,7	70,39
Oxydes RO. — Oxyde de nickel	0,16234	469,6	76,21
Oxydes RO. — Oxyde de nickel calciné à la forge	0,15885	469,6	74,60
Oxydes RO. — Oxyde de zinc	0,12480	503,2	62,77

NOMS DES SUBSTANCES.		CHALEURS SPÉCIFIQUES.	POIDS ATOMIQUES.	PRODUITS.
Oxydes R^2O^3.	Peroxyde de fer (fer oligiste)	0,16695	978,4	163,35
	Colchotar peu calciné	0,17569	978,4	171,90
	Colchotar calciné deux fois	0,17167	978,4	168,00
	Colchotar fortement calciné	0,16921	»	»
	Colchotar fortement calciné une deuxième fois	0,16814	978,4	164,44
	Oxyde de chrome	0,17960	1003,6	180,01
	Oxyde de bismuth	0,06053	2960,7	179,22
	Acide arsénieux	0,12786	1240,1	158,56
	Alumine (corindon)	0,19762	642,4	126,87
	Alumine (saphir)	0,21732	642,4	139,61
Oxydes RO^2.	Acide stannique	0,09326	935,3	87,2
	Acide titanique (artificiel)	0,17164	503,7	86,45
	Acide titanique (rutile)	0,17032	503,7	85,79
	Acide antimonieux	0,09535	1006,5	95,92
Oxydes RO^3.	Acide tungstique	0,07983	1483,2	118,38
	Silice	0,19132	577,5	110,48
	Acide borique	0,23743	436,0	103.52
	Acide molybdique	0,13240	898,5	118,96
Chlorures RCl^2.	Chlorure de barium	0,08957	1299,5	116,44
	Chlorure de strontium	0,11990	989,9	118,70
	Chlorure de calcium	0,16420	698,6	114,72
	Chlorure de magnésium	0.19460	601,0	118.54
	Chlorure de plomb	0,06641	1737,1	115,35
	Protochlorure de mercure	0.06889	1708,4	117,68
	Chlorure de zinc	0,13618	845,8	115,21
	Protochlorure d'étain	0,10161	1177,9	119,59
Acier doux		0,1165	»	»
Acier trempé		0,1175	»	»
Métal des cymbales aigre		0,0858	»	»
Métal des cymbales doux (trempé)		0,0862	»	»
Laiton		0,0939	»	»
Soufre cristallisé naturel		0,1776	»	»
Soufre en bâton fondu depuis deux ans		0,1764	»	»
Soufre fondu depuis deux mois		0,1803	»	»
Soufre récemment fondu		0.1844	»	»
Diamant		0,14687	»	»
Graphite naturel		0,20187	»	»
Graphite des hauts fourneaux à fonte de fer, traité par les acides		0,19702	»	»
Charbon métalloïde des cornues à gaz d'éclairage		0,20360	»	»
Noir animal traité par les acides et calciné à la chaleur blanche		0,26085	»	»
Coke d'une houille forte de Rive-de Gier, contenant 2/5 pour 100 de cendres		0,20085	»	»
Verre de thermomètres		0,19768	»	»
Essence de térébenthine		0,42593	»	»

NOMS DES SUBSTANCES.	CHALEURS SPÉCIFIQUES DÉTERMINÉES PAR LA MÉTHODE DU REFROIDISSEMENT DE 20° A 15°.	DE 15° A 10°.	DE 10° A 5°.	DES MÉLANGES.
Antimoine	0,06424	0,06367	0,06305	0,05077
Argent en limaille	0,05424	0,05458	0,05433	0,05701
Argent en limaille	0,05620	0,05612	0,05611	0,05701
Argent obtenu par précipité chimique, très-peu tassé	0,08535	0,08441	0,08519	»
Argent obtenu par précipité chimique, plus fortement tassé	0,05844	0,05772	0,05781	»
Argent précipité, fortement battu au marteau, puis broyé	0,05634	0,05671	0,05654	»
Argent précipité, fortement battu au marteau, plus fortement tassé	0,05616	0,05624	0,05650	»
Arsenic	0,09019	0,09085	0,09006	0,08140
Cadmium	0,05938	0,05969	0,05908	0,05669
Bismuth	0,03639	0,03788	0,03732	0,03084
Cuivre	0,08847	0,08913	0,08842	0,09515
Etain en grenaille	0,05504	0,05546	0,05477	0,05623
Etain de Banca, limé	0,05662	0,05614	0,05651	0,05623
Platine en mousse	0,03509	0,03449	0,03509	0,03293
Zinc	0,09123	0,09252	0,09142	0,9555
Mercure	0,0290	0,0283	0,0282	0,03332
Alcool ordinaire à 36° de l'alcoomètre centésimal	0,6725	0,6651	0,6588	0,6588
Alcool ordinaire plus faible	0,8518	0,8429	0,8523	0,8413
— — encore plus faible	0,9752	0,9682	0,9770	0,9402
Ether sulfurique	0,5157	0,5158	0,5207	»
Esprit de bois, ou alcool méthylique	0,6009	0,5868	0,5901	»
Sulfure de carbone	0,2206	0,2183	0,2179	»
Térébène	0,4267	0,4156	0,4154	0,4656
Térébilène	»	»	»	0,4580
Essence de térébenthine	»	»	»	0,4672
Camphilène	»	»	»	0,4518
Essence de citron	0,4501	0,4424	0,4489	0,4879
Essence d'orange	»	»	»	0,4886
Essence de genièvre	»	»	»	0,4770
Pétrolène	0,4342	0,4325	0,4321	0,4684
Benzine	0,3932	0,3865	0,3999	»

640. *Capacité calorifique des gaz.* On est convenu de prendre pour *chaleurs spécifiques* des gaz les quantités de chaleur nécessaires pour élever de 1° centigrade la température de *volumes égaux* de ces gaz. Leur détermination peut être faite dans deux conditions différentes : 1 quand la pression reste la même et que le gaz, en s'échauffant,

peut se dilater; 2° lorsque le volume reste constant et que la force élastique augmente avec la température. Dans les deux cas, le problème est fort difficile à résoudre, parce que les capacités des gaz pour la chaleur sont extrêmement faibles. Si on a substitué ici les *volumes* aux *poids*, c'est que les propriétés physiques des gaz suivent des lois simples et générales *quand elles sont rapportées à des volumes égaux*. Cette manière d'envisager la question permet d'ailleurs de faire la part de la chaleur qui produit l'échauffement et de celle qui produit la dilatation, séparation que ne permettaient pas d'effectuer la faible dilatation des solides et des liquides, et la force si considérable avec laquelle elle a lieu.

641. *Capacité calorifique des gaz sous une pression constante.* Crawford, Laplace et Lavoisier, Leslie et M. Gay-Lussac se sont successivement occupés de la détermination des capacités des gaz à pression constante par des méthodes différentes, mais qui renfermaient toutes des causes d'erreur difficiles à apprécier. En 1812, Delaroche et Bérard entreprirent un grand travail sur l'objet en question; c'est de leur mémoire, couronné par l'Institut, que nous avons extrait ce qui suit.

Nous exposerons d'abord le principe sur lequel les expériences ont été fondées. Si on a un vase d'une petite dimension (fig. 389), rempli d'eau, isolé dans l'air, et renfermant un serpentin dans lequel on fait circuler successivement différents gaz sous la même pression, à la même température et avec la même vitesse, il est évident que le liquide s'échauffera jusqu'à ce que la perte de chaleur due à son refroidissement dans l'air compense exactement la quantité de chaleur qu'il reçoit du gaz qui passe dans le serpentin; à partir de cet instant, sa température restera stationnaire et son excès sur celle de l'air sera proportionnel à la capacité calorifique du gaz. En effet, si nous désignons par c et c' les capacités calorifiques de deux gaz, par T leur température initiale, par t et t' les températures de l'eau du calorimètre quand l'équilibre est établi, les quantités de chaleur perdues dans le même temps, par les mêmes volumes des deux gaz, sont proportionnelles à $c\,(T-t)$ et à $c'\,(T-t')$. Ainsi, en désignant par θ la température de l'air, on aura

$$\frac{c\,(T-t)}{c'\,(T-t')} = \frac{t-\theta}{t'-\theta};$$

et, comme $(T-t)$ et $(T-t')$ diffèrent peu, on a sensiblement

$$\frac{c}{c'} = \frac{t-\theta}{t'-\theta}.$$

Cette méthode peut servir à trouver les rapports des capacités des gaz, mais ne peut pas conduire à la détermination de la capacité d'un gaz par rapport à celle de l'eau. Pour ce dernier objet, MM. Delaroche et Bérard employèrent les deux moyens suivants : 1° ils firent passer dans le serpentin un courant d'eau chaude très-lent, afin qu'il ne produisît guère plus d'effet qu'un courant d'air chaud ; 2° ils déterminèrent par le calcul la quantité réelle de chaleur que le calorimètre, parvenu à sa température stationnaire, perdait dans un temps donné.

Voici le moyen employé pour obtenir un courant uniforme de gaz. Le gaz était introduit dans une vessie V placée à l'avance dans le ballon en verre M (fig. 390) et ajustée au tube D qui traverse le bouchon du ballon et se rend au calorimètre ; on faisait sortir le gaz de la vessie au moyen des dispositions suivantes : le ballon communiquait par le tuyau C avec un flacon B plein d'air et surmonté d'un réservoir d'eau A à écoulement constant. On comprendra facilement, d'après ce que nous avons dit [384], que si on ouvre les robinets de communication, l'air du gazomètre B, qui tend à passer dans le ballon M avec une force élastique constante, mesurée par une colonne d'eau d'une longueur KI, chassera le gaz de la vessie avec une vitesse pareillement constante. Ce gaz, après avoir circulé dans le serpentin du calorimètre, était reçu dans la vessie V' d'un appareil semblable au premier, puis ramené dans celui-ci quand la vessie V se trouvait vide. La fig. 391 présente le plan de tout l'ensemble : B et B' sont les deux gazomètres. Supposons qu'au commencement de l'expérience B soit plein d'air et B' plein d'eau ; la vessie V remplie du gaz dont on veut déterminer la capacité calorifique, la vessie V' vide ; lorsque les robinets *a*, *c*, *f*, *h* sont seuls ouverts, si on fait agir le gazomètre B, il en sortira un courant d'air régulier qui, pénétrant dans le ballon M et comprimant la vessie V, en expulsera un courant constant de gaz dans le tube CDE. La partie DE, longue de plus d'un mètre, est enveloppée d'un large manchon FG, dans lequel la chaudière K envoie continuellement de la vapeur d'eau bouillante ; le gaz en prend à peu près la température, passe dans le calorimètre, y abandonne en partie sa chaleur, et se rend par la conduite NO à la vessie V' ; en la remplissant, il chasse l'air du bal-

lon M′ dans un tube qui va déboucher au fond du flacon B′ de l'autre gazomètre; le robinet inférieur P′ de ce flacon étant ouvert, et son orifice se trouvant au niveau de celui du tube qui amène l'air, ce dernier s'introduira sans aucun effort, si on ouvre le robinet P′ de manière à ce que le courant d'eau qui sort ait la même vitesse que le courant d'air affluant. Lorsque tout l'air du gazomètre B a été chassé et remplacé par de l'eau, la vessie V est vide, et le ballon M est plein de l'air qui se trouvait précédemment dans B; alors aussi la vessie V est remplie de gaz, et B′ de l'air que contenait M′. Si à ce moment on ferme les robinets *a*, *c*, *f*, *h*, qui étaient ouverts, pour ouvrir les robinets *g*, *e*, *d*, *b*, qui étaient fermés, et si on fait agir le gazomètre B′, l'air en sera expulsé par le robinet *g*, passera dans M′, et, pressant V′, en fera sortir du gaz; celui-ci arrivera par le robinet *e* et le tuyau DE au calorimètre L; à sa sortie il suit le chemin NO *d* C pour aller remplir la vessie V et refouler l'air de M dans B. Ces manœuvres peuvent évidemment se répéter autant de fois qu'on le jugera convenable. Le calorimètre est placé dans une pièce où l'air est calme et d'une température sensiblement constante pendant toute une expérience; il est séparé par la cloison PQ du reste de l'appareil.

MM. Delaroche et Bérard prenaient pour température du gaz, à son entrée dans le calorimètre, la moyenne entre la température de la vapeur et celle indiquée par un thermomètre placé dans le courant du gaz; l'influence de l'échauffement du calorimètre par le tuyau conducteur du gaz avait été déterminée par des expériences préliminaires.

En supposant la pression atmosphérique de $0^m,760$ et toutes les autres circonstances égales, ils trouvèrent que l'excès de température stationnaire du calorimètre sur celle du milieu environnant était :

Pour l'air	15°,734
Pour l'hydrogène	14, 214
Pour l'acide carbonique	19, 800
Pour l'oxygène	15, 365
Pour l'oxyde d'azote	21, 246
Pour l'hydrogène bicarboné	24, 435
Pour l'oxyde de carbone	16, 270
D'après cela la capacité calorifique de l'air étant	1, 0000
Celle de l'hydrogène est	0, 9030
Celle de l'acide carbonique	1, 2583

Celle de l'oxygène	0,9755
Celle de l'azote	1,0000
Celle de l'oxyde d'azote	1,3503
Celle du gaz oléfiant	1,5530
Celle de l'oxyde de carbone	1,0340

642. MM. Delaroche et Bérard vérifièrent ces résultats par un moyen plus direct et qui repose sur ce principe : si le calorimètre ne se refroidissait pas, et si l'on faisait passer successivement à travers le serpentin des gaz différents à la même température et à la même pression, les capacités calorifiques de ces gaz seraient proportionnelles aux volumes qui auraient dû passer à travers le serpentin pour échauffer d'un même nombre de degrés l'eau qu'il renferme. Mais, comme il est impossible de s'opposer au refroidissement du vase, on le refroidissait d'abord, de manière que sa température fût autant au-dessous de celle de l'air qu'elle devait être ensuite au-dessus; ils supposaient que, pendant la moitié de l'expérience, le calorimètre était réchauffé par l'air autant qu'il était refroidi dans l'autre moitié, et que, par conséquent, tout se passait comme si ce vase ne se refroidissait pas. Par ce moyen ils trouvèrent pour les capacités calorifiques les nombres suivants :

Air	1,000	Azote	1,000
Hydrogène	0,893	Oxyde d'azote	1,315
Acide carbonique	1,311	Gaz oléfiant	1,680
Oxygène	0,974	Oxyde de carbone	0,983

nombres qui diffèrent bien peu de ceux obtenus par la première méthode.

643. Ces capacités calorifiques sont relatives au même volume; pour les obtenir sous le même poids par rapport à l'eau, il fallait évidemment connaître la capacité calorifique de l'air par rapport à l'eau. Pour la déterminer, MM. Delaroche et Bérard se servirent des deux moyens indiqués précédemment. Nous n'insisterons pas sur le premier, qui ne présente que des difficultés d'exécution; mais nous donnerons quelques détails sur le second. Il consiste, comme nous l'avons dit, à évaluer la quantité de chaleur que le courant de gaz chaud communique au calorimètre. Cette mesure peut s'obtenir de deux manières : 1° en calculant la vitesse du refroidissement du calorimètre, lorsque sa température est devenue stationnaire; 2° en cherchant l'élévation de température qu'un volume d'air chaud communique au calorimètre. Dans le premier cas on détermine, par des expériences directes, le coefficient de refroidissement du calori-

mètre, et par suite, la vitesse du refroidissement à la température où il reste stationnaire; et, comme on connaît le poids de l'eau que renferme le calorimètre, le poids et la capacité calorifique des parties solides qui le composent, ainsi que la quantité de gaz qui passe dans un temps donné, on pouvait facilement trouver de combien la quantité de chaleur émise par un volume donné de gaz en se refroidissant de 1° était capable d'élever la température d'un même poids d'eau.

Désignons par X la quantité de chaleur que le calorimètre perd dans le temps t, par A l'excès constant de sa température sur celle de l'air ambiant, et par a la quantité de chaleur qu'il perdrait dans l'unité de temps, pour une différence de température de 1° : nous aurons

$$X = Aat \ldots. \ (a).$$

Cette quantité a est précisément celle que nous avons représentée par la même lettre dans le numéro [521].

Cela posé, supposons qu'on observe le refroidissement du calorimètre après qu'on a cessé d'y faire passer le gaz, et qu'après le temps t sa température devienne T : les quantités A, T, t et a seront liées par l'équation

$$\text{Log A} = \text{Log T} + \frac{at}{M} \ldots. \ (b).$$

Tirant de cette équation la valeur de a, et la substituant dans l'équation (a), il vient, $X = AM\,(\text{Log A} - \text{Log T})$.

Dans le second cas, il faut connaître le volume et la température du gaz qui élèverait la température du calorimètre d'un certain nombre de degrés au-dessus de celle de l'air, le calorimètre ayant d'abord été refroidi d'un même nombre de degrés au-dessous de la température de l'air : alors le poids de l'eau, celui du calorimètre, et la capacité calorifique de la matière qui le compose, conduisent facilement au résultat cherché.

Soit m la masse de l'eau, c sa capacité, t sa température primitive, t' sa nouvelle température, m' la masse du serpentin et du vase, c' sa capacité calorifique, v le volume du gaz, d sa densité, x sa capacité rapportée à l'unité de poids, et T sa température initiale, l'abaissement de température du gaz sera

$T - \frac{t+t'}{2}$; alors on aura $mc\,(t'-t) + m'c'\,(t'-t) = vdx\left(T - \frac{t+t'}{2}\right)$;

d'où on déduira la valeur de x.

Nous avons réuni dans le tableau suivant les résultats des expériences de MM. Delaroche et Bérard.

Capacité calorifique de différents gaz sous une même pression.

NOMS DES GAZ.	La capacité calorifique de l'air, étant prise pour unité.		La capacité calorifique de l'eau étant prise pour unité.
	A volumes égaux.	A poids égaux.	
Air atmosphérique...	1,0000	1,0000	0,2669
Hydrogène.....	0,9033	12,5401	3,2936
Acide carbonique....	1,2583	0,8280	0,2210
Oxygène	0,9765	0,8848	0,2361
Azote.....	1,0000	1,0318	0,2754
Oxyde d'azote.....	1,3503	0,8878	0,2369
Hydrogène carboné...	1,0530	1,5763	0,4207
Oxyde de carbone....	1,0340	1,0805	0,2884
Vapeur d'eau.....	1,9600	3,1360	0,8470

Il résulte de ce tableau que les capacités calorifiques des gaz simples à pression constante et à volumes égaux sont les mêmes; et, si on admet que tous les gaz à la même température et sous la même pression contiennent, dans le même volume, le même nombre d'atomes, ou de groupes d'atomes, on est conduit à ce résultat remarquable, que les atomes des gaz simples, dans les mêmes circonstances, ont la même capacité, ce qui est une extension de la loi de Petit et Dulong, relative aux corps simples, solides ou liquides [637].

644. Tout en reconnaissant le grand mérite du long et difficile travail de MM. Delaroche et Bérard, nous ne devons point passer sous silence quelques causes d'imperfection qui le rendent insuffisant pour l'état actuel de la science et l'importance du sujet. L'emploi des vessies n'offre pas de garantie du maintien de la pureté et de l'état de dessiccation des gaz qui y séjournent, à cause des échanges, encore inconnus en 1812, qui se produisent entre eux et l'air humide extérieur à travers la membrane; à cet inconvénient il faut ajouter l'impossibilité de dessécher parfaitement de grands volumes de gaz de 30 à 40 litres par leur passage sur du chlorure de calcium, puis la nécessité de les préparer et souvent de les conserver pendant plusieurs heures sur une cuve à eau ou dans un gazomètre à eau. MM. Delaroche et Bérard expérimentaient donc, suivant toute apparence, sur des gaz qui n'étaient ni bien purs, ni bien secs; ils n'en connaissaient point d'une manière certaine la température à l'entrée et à la sortie du serpentin, et d'ailleurs on ne possédait pas, il y a

trente ans, l'art de graduer bien exactement et de rendre comparables les thermomètres destinés aux expériences de précision; enfin, dans la manière de procéder indiquée [642], la méthode de compensation de Rumford, employée pour tenir compte des pertes de chaleur du calorimètre, n'est pas exacte à cause de l'inégale durée des périodes de refroidissement et de réchauffement.

Vers 1835, MM. de la Rive et Marcet ont publié, sur la recherche des chaleurs spécifiques des gaz à pression constante, des expériences moins sujettes à erreur que les précédentes, et dont nous allons donner un résumé (*A. C. et P.*, t. LXXV, 2e série).

Disposition de l'appareil. Un ballon en cuivre mince, de 2 décimètres de diamètre, revêtu intérieurement de noir de fumée, est terminé en bas par un robinet, et en haut par un large col fermé hermétiquement au moyen d'un disque métallique; au centre de ce ballon se trouve un vase cylindrique en cuivre extrêmement mince (hauteur, 4 centimètres, et diamètre, 3 centimètres à peu près), du poids de 2 grammes et demi à 3 grammes, contenant un petit serpentin en cuivre, le réservoir d'un thermomètre très-sensible, et de l'essence de térébenthine dont il est entièrement rempli; à travers le couvercle de ce calorimètre, et mastiqués de manière à ce que la fermeture soit exacte, passent la tige du thermomètre et les bouts du serpentin; dans ces derniers, et presque à fleur du couvercle, sont fixés deux tubes de verre droits qui, ainsi que la tige du thermomètre, traversent l'obturateur du ballon et y sont soigneusement mastiqués; le petit cylindre se trouve ainsi suspendu par ces trois tubes.

Détails d'une expérience. On chauffe le calorimètre à quinze ou vingt degrés au-dessus de la température de l'air, et, l'ayant mis en place, on fait le vide dans le ballon aussi parfaitement et aussi promptement que possible, puis on le plonge dans un bain d'eau possédant exactement la température de l'air environnant. Alors on mesure le temps que le calorimètre met à descendre, par exemple, de 20° à 15°, sans rien faire passer dans le serpentin. Après cette observation, l'expérience est répétée deux fois, mais en faisant circuler à travers le serpentin, pendant la durée du refroidissement, la première fois de l'air, et la seconde fois le gaz dont on cherche la chaleur spécifique relative, tous deux desséchés et entrant dans le serpentin avec la température du bain d'eau, la même que celle bien connue de l'air du laboratoire; la vitesse d'écoulement du gaz est entretenue constante pendant toute la durée de

chaque expérience, et réglée au moyen de robinets, de manière que le volume de chaque gaz, qui passe pendant un temps donné, soit à peu près le même; le vide dans le ballon est fait et entretenu au même degré dans les trois expériences, qui s'exécutaient dans une grande salle, où la température restait sensiblement invariable, et où l'on plaçait dès la veille, l'eau, les gaz, et tous les appareils: au moyen de cette précaution, il n'y avait que le calorimètre qui ne se trouvât pas à la température du laboratoire.

Voici maintenant la méthode de calcul tracée par Dulong, que MM. de la Rive et Marcet ont suivie pour déduire de la différence des vitesses de refroidissement observées, quand c'est l'air et ensuite un autre gaz qui circule, le rapport de leurs chaleurs spécifiques.

Soient V', V'', V''' les vitesses du refroidissement, dans la première expérience, quand rien ne passe dans le serpentin, et que l'abaissement de température est dû seulement au rayonnement; dans la seconde expérience, où on fait circuler de l'air et où le refroidissement provient du rayonnement ainsi que de la chaleur enlevée par le courant d'air; et dans la troisième expérience, pour un autre gaz; v la vitesse du refroidissement produit par le courant d'air, v' celle qui est due au courant de l'autre gaz. Il est clair qu'on aura les relations [1] $v = V'' - V'$, $v' = V''' - V'$. D'une autre part, les capacités c et c' de l'air et du gaz pour la chaleur sont en raison directe des vitesses v et v' de refroidissement produites par chacun d'eux, pour un même excès initial A de température du calorimètre, et en raison inverse des volumes W'' et W''' de ces gaz qui s'écoulent dans le même temps. On aura donc pour le rapport cherché $\frac{c'}{c} = \frac{W''}{W'''} \times \frac{v'}{v}$.... [2].

L'excès initial A de la température du calorimètre sur celle des gaz et de l'enceinte n'étant que de 10° à 12° au plus, la loi de Newton est applicable, et les excès successifs seront assez fidèlement représentés par l'équation $T = Am^t$ [524], dans laquelle T est l'excès variable correspondant au temps t compté de l'origine du refroidissement, et m une constante dont la valeur peut être calculée, pour chaque expérience, par la formule $\log m = [\log T - \log A] : t$, en mettant pour T l'excès B à la fin de l'expérience, et pour t la durée de cette expérience. Si t', t'', t''' sont les durées respectives de trois expériences, on aura, pour calculer les valeurs m', m'', m''' de m, qui y répondent, les équations $\log m' = [\log B - \log A] : t'$, $\log m'' = [\log B - \log A] : t''$, $\log m''' = [\log B - \log A] : t'''$, en supposant que l'on fasse les trois observations d'une même série d'expériences, comme MM. de la Rive et Marcet, en partant du même excès A° et s'arrêtant quand il est devenu B°. Les vitesses V', V'', V''' seront données par les équations $V' = A \log m'$, $V'' = A \log m''$, $V''' = A \log m'''$ (déduites de l'équation générale connue $V = T \log m$ [523] (en y mettant à la place de $\log m'$, $\log m''$, $\log m'''$, leurs valeurs respectives), et on aura

$$v' = \left(A \log \frac{B}{A} : t'''\right) - \left(A \log \frac{B}{A} : t'\right);$$

$$v = \left(A \log \frac{B}{A} : t''\right) - \left(A \log \frac{B}{A} : t'\right);$$

puis $$v' : v = \frac{t' - t'''}{t' - t''} \times \frac{t''}{t'''};$$

et par conséquent $$\frac{c'}{c} = \frac{W''}{W'''} \times \frac{t' - t'''}{t' - t''} \times \frac{t''}{t'''}.$$

Mais W'' et W''' étant les volumes d'air et de l'autre gaz qui ont passé dans le serpentin pendant les temps t'' et t''' le volume W_2''' de ce dernier gaz qui eût passé pendant t'' serait $W_2''' = W''' t'' : t'''$, puisque l'écoulement, comme nous l'avons dit, était uniforme; de là, $W''' = W_2''' \times \frac{t'''}{t''}$; et finalement

$$\frac{c'}{c} = \frac{W''}{W_2'''} \times \frac{t' - t'''}{t' - t''},$$

formule dans laquelle toutes les quantités du second membre sont données par l'observation.

Par cette méthode, MM. de la Rive et Marcet ont trouvé que, pour l'oxygène, l'azote et l'hydrogène, la chaleur spécifique, sous le même volume et à pression constante, est égale à celle de l'air; toutefois leur expérience ne permet cette conclusion pour l'hydrogène qu'autant qu'on le fait passer dans le calorimètre avec une vitesse très-peu différente de celle de l'air. Avec le gaz oléfiant ils ont obtenu exactement le même nombre 1,531 que Dulong, et de leurs divers résultats ils pensent pouvoir conclure, avec lui et MM. Delaroche et Bérard, que tous les gaz simples ont la même chaleur spécifique sous pression constante, mais qu'il n'en est pas de même pour les gaz composés.

Remarquons en terminant cet extrait que, par le mode d'expérience ci-dessus, on peut obtenir immédiatement la chaleur spécifique des gaz par rapport à l'eau : en effet, soient P le poids de l'essence de térébenthine, celui du serpentin et de la matière du vase cylindrique, et de la portion du thermomètre qui y est comprise, le tout estimé en eau; puisque v est le nombre de degrés dont l'air, par exemple, abaisse leur température en 1", la quantité de chaleur qu'il leur enlève est Pv; quant à celle qu'il gagne, elle a pour expression pCT, p étant le poids de l'air qui passe en 1", C sa chaleur spécifique relativement à celle de l'eau prise pour unité, et T° l'élévation de température de l'air en traversant l'instrument au moment où on a pris la vitesse v; on a donc pour calculer C l'équation $pCT = Pv$.

M. Regnault a annoncé déjà depuis longtemps qu'il s'occupait d'un travail sur la chaleur spécifique des gaz; si, comme nous l'espérons, la publication en est faite dans quelques mois, nous en donnerons l'analyse à la fin du second volume.

645. *Capacité colorifique des gaz sous un volume constant.* MM. de la Rive et Marcet ont essayé de déterminer les capacités calorifiques des gaz sous un volume constant, en mesurant les temps du réchauffement ou du refroidissement d'un même volume de gaz renfermé dans la même enveloppe et sous les mêmes influences, la température du gaz étant déterminée par sa force élastique. Mais ces expériences ne peuvent donner aucun résultat certain, parce que la chaleur abandonnée ou absorbée par le gaz n'est qu'une fraction très-petite de celle qui est abandonnée ou absorbée par l'enveloppe, et enfin à cause de l'inégale mobilité des molécules des gaz, d'où résulte un mélange plus ou moins rapide des parties intérieures avec celles qui sont en contact avec les parois de l'enveloppe. La détermination de la capacité calorifique des gaz à volume constant présente de très-grandes difficultés, et paraît même impossible par des opérations directes.

Mais comme les capacités à pression constante sont connues, il suffit évidemment, pour déterminer les capacités à volume constant, de connaître le rapport de ces capacités. On y est parvenu par deux méthodes différentes, que nous exposerons successivement.

646. *Détermination du rapport des capacités au moyen de la chaleur dégagée par une faible compression.* Supposons que l'unité de volume d'un gaz à t^0 soit échauffée sous la même pression d'une petite quantité θ : la chaleur absorbée par le gaz sera $c\theta$, c étant la capacité à pression constante; et que l'on comprime subitement le volume dilaté pour le ramener à son volume primitif, sa température augmentera de ω, de sorte qu'elle deviendra $t+\theta+\omega$. Si alors, sans permettre au gaz de changer de volume, on le laisse refroidir jusqu'à ce qu'il prenne la température t, sa force élastique deviendra ce qu'elle était d'abord; et, pendant ce refroidissement, le gaz perdra une quantité de chaleur égale à $c'(\theta+\omega)$, c' étant la capacité à volume constant. Ainsi nous aurons

$$c\theta = c'(\theta+\omega); \text{ d'où } \frac{c}{c'} = 1+\frac{\omega}{\theta}.$$

On voit que le rapport de la capacité à pression constante à la capacité à volume constant est égal à l'unité augmentée de la température provenant de la compression du gaz, divisée par la température à laquelle il faudrait élever

ce gaz pour lui donner, sous une pression constante, un accroissement de volume égal à la condensation qu'il a éprouvée.

Voici maintenant le mode d'expériences imaginé par Clément et Désormes pour déterminer les quantités θ et ω. Supposons un ballon fermé contenant de l'air dont la force élastique et la température soient les mêmes qu'à l'extérieur; qu'on enlève une petite portion de cet air, et que, quand celui qui reste a pris la température extérieure, on établisse la communication avec l'air extérieur, une portion de ce dernier s'introduira dans le ballon, et dans un temps très-court l'égalité de pression s'établira; si on ferme aussitôt les communications, comme l'air intérieur a été comprimé par l'introduction de l'air extérieur, et que par suite il s'est échauffé, sa force élastique diminuera. En désignant par P la pression de l'air extérieur, par P′ celle de l'air dilaté dans le ballon avant l'établissement de la communication, et enfin par P″ sa force élastique après le refroidissement, on peut déduire des quantités P, P′ et P″, les valeurs de θ et de ω; mais avant de faire voir comment, nous expliquerons les précautions qui ont été prises pour obtenir les valeurs de P, P′ et P″ avec une grande exactitude. La fig. 392 représente l'appareil de Clément et Désormes : A est un ballon d'une grande capacité; BC un large tube de cuivre communiquant avec le ballon, garni d'un robinet D, et terminé par une vis au moyen de laquelle on peut mettre la capacité du ballon en communication avec le récipient d'un machine pneumatique; dans le tube BC est mastiqué un tube de verre *ab* ouvert par les deux bouts, plongé par la partie inférieure dans une capsule pleine d'eau, et accolé à une échelle. La hauteur du baromètre donne la valeur de P; la hauteur de la colonne d'eau dans le tube *ab*, quand l'air du ballon a été dilaté, réduite en mercure et retranchée de la hauteur du baromètre, donne P′; et cette même hauteur, quelque temps après la fermeture du robinet D, également transformée en mercure, et retranchée de la hauteur du baromètre, donne P″. On a employé une colonne d'eau pour obtenir une plus grande précision.

Voyons maintenant comment θ et ω pourront se déduire de P, P′ et P″. On peut évidemment considérer l'air qui est entré dans le ballon comme un piston qui a comprimé l'air qu'il renfermait, et réduit son volume primitif V′ à V″ sous la pression P″ : alors, en vertu de la loi de Mariotte, on a $V'P' = V''P''$, et par suite $(V' - V'') : V' = (P'' - P') : P''$. Ainsi $(P'' - P') : P''$ représente la diminution de volume que le gaz a éprouvée en se refroidissant. Or, si le volume V″ était échauffé de $\theta°$ sous la même pression, l'accroissement de l'unité de volume serait $a\theta : (1 + at)$. Nous aurons donc

$$\frac{a\theta}{1 + at} = \frac{P'' - P'}{P''}; \text{ d'où } \theta = \frac{1 + at}{a} \cdot \frac{P'' - P'}{P''}.$$

Quant à ω, il faut remarquer que c'est précisément le refroidissement que le gaz a éprouvé pour que sa force élastique passe de P à P″. Or, lorsqu'un gaz sous un volume constant est échauffé d'un certain nombre de degrés, sa force élastique augmente dans le même rapport que son volume sous une pression constante, par la même variation de température. On aura donc

$$P'' : P :: 1 + at : 1 + a(t + \omega); \text{ d'où } \omega = \frac{P - P''}{P''} \cdot \frac{1 + at}{a};$$

et par suite $$\frac{c}{c'} = 1 + \frac{\omega}{\theta} = 1 + \frac{P - P''}{P'' - P'}.$$

Clément et Désormes ont trouvé

$$P = 0{,}7665;\ P' = 0{,}7527,\ \text{et}\ P'' = 0{,}7629;$$

d'où $$P - P'' = 0{,}0036;\ P'' - P' = 0{,}0102,\ \text{et}\ \frac{c}{c'} = 1{,}35.$$

Ces expériences, répétées par MM. Gay-Lussac et Welter, leur ont donné pour résultat moyen 1,37. Mais cette manière d'opérer est vicieuse à plusieurs égards : le ballon à découvert est exposé à des rayonnements de chaleur continuellement variables, et surtout à l'influence de ceux qui lui viennent de l'opérateur; l'air qu'on y laisse entrer est humide; ou si on veut prendre des dispositions pour qu'il soit desséché, il perd la liberté de ses mouvements : il serait plus difficile encore d'expérimenter avec des gaz autres que l'air.

M. Gay-Lussac a indiqué une manière d'opérer qui évite une partie de ces inconvénients : elle consiste à remplir le ballon de gaz sec sous une pression plus grande que celle de l'atmosphère. En agissant comme précédemment, et les quantités P, P′ et P″ ayant les mêmes significations, on trouvera facilement que

$$\frac{c}{c'} = 1 + \frac{P - P''}{P'' - P'},\ \text{ou}\ \frac{c}{c'} = 1 + \frac{P'' - P}{P' - P''};\ \text{et enfin}\ \frac{c}{c'} = 1 + \frac{e}{E - e},$$

en posant $$P' = P + E,\ P'' = P + e.$$

Il est clair que si la pression atmosphérique ne variait pas pendant la durée d'une expérience, il n'y aurait pas besoin d'en connaître la valeur absolue. M. Masson, qui a fait de nombreux essais pour tâcher d'améliorer cette dernière méthode et de l'appliquer à un gaz quelconque, expérimentait avec un ballon de 39 litres (à large col et robinet à très-grande ouverture), plongé jusqu'à moitié hauteur de la garniture métallique, dans une vaste cuve d'eau à température sensiblement invariable, dans l'espace de quelques heures. Les excès E et e étaient obtenus avec beaucoup de précision en mesurant au cathétomètre la différence de niveau du liquide dans les branches d'une éprouvette à acide sulfurique concentré, en forme de siphon, communiquant, par un tube recourbé et étroit, avec l'intérieur du ballon. L'expérience ayant montré qu'après la sortie d'une partie du gaz il fallait au moins une heure à une heure et demie pour que celui qui restait dans le ballon fût bien en équilibre de température avec l'eau environnante, on ne pouvait pas compter, surtout en certains jours, sur l'invariabilité de la pression atmosphérique pendant ce laps de temps, on y avait égard en posant $P'' = (P + \delta) + e$, la variation δ étant évaluée en hauteur d'acide sulfurique : on avait alors

$$P'' - P = e \pm \delta;\ P' - P'' = E - (e \pm \delta),\ \text{et}\ \frac{c}{c'} = 1 + \frac{e \pm \delta}{E - (e \pm \delta)}.$$

M. Masson a reconnu que dans les jours favorables, c'est-à-dire quand il n'y avait pas de variations sensibles dans l'intervalle de la mesure de E à celle de e, l'expérience donnait $\frac{c}{c'} = 1{,}41$ pour l'air, 1,30, 1,31 pour l'acide car-

bonique, 1,37 pour l'hydrogène, nombres peu différents de ceux de Dulong, que nous allons faire connaître; et que même dans les jours peu favorables la moyenne de plusieurs expériences donnait encore pour l'air 1,40, 1,41. Ainsi, quoique le procédé modifié par M. Masson soit encore défectueux sous quelques rapports, il conduit néanmoins, pour la moyenne d'un grand nombre d'expériences, à des résultats assez approchés des véritables. On voit bien, à l'inspection de la formule, que de faibles erreurs dans l'évaluation de e et de δ en donnent de très-grandes comparativement pour la valeur du rapport

$$\frac{e \pm \delta}{E - (e \pm \delta)}.$$

647. Les résultats de M. Gay-Lussac, et surtout ceux de M. Masson, sont assez rapprochés de ceux qu'on déduit de la comparaison de la vitesse du son obtenue directement et de celle qui résulte de la formule de Laplace, pour justifier cette dernière et l'emploi qui en a été fait par Dulong, comme nous allons le dire, dans le but de trouver la valeur de $c : c'$ pour tous les gaz.

648. *Détermination du rapport des deux capacités des gaz par la vitesse du son dans ces gaz.* Nous avons vu [398] que la vitesse du son dans un gaz était donnée par la formule

$$V^2 = \frac{gh}{d} \cdot \frac{c}{c'}; \text{ ou } V^2 = \frac{gh(1+at)}{d'} \cdot \frac{c}{c'}.$$

V étant la vitesse du son dans le gaz à t^o, d et d' les densités du gaz à t^o et à 0°, la dernière donne

$$\frac{c}{c'} = \frac{V^2 d}{gh(1+at)}.$$

Pour l'air, en partant de la vitesse du son observée à 10°, on a trouvé $c : c' = 1,42$; à la vérité les calculs ont été faits en supposant $a = 0,00375$; mais en prenant le nouveau coefficient de dilatatation, on obtient le même résultat, car la nouvelle valeur de $c : c'$ serait égale à $1,42.(1+0,0375) : (1+0,0366) = 1,42.\ 1,0009 = 1,4212$; la même observation s'applique aux résultats suivants, obtenus par Dulong.

649. La vitesse du son ne peut être déterminée directement que dans l'air atmosphérique : on a donc été obligé, pour l'obtenir dans les autres gaz, d'employer des phénomènes qui dépendent de cette vitesse. Nous avons déjà dit [431] de quelle manière le son rendu par un tuyau d'orgue dépend de la vitesse du son dans le gaz qui fait résonner ce tuyau, et comment de la connaissance du nombre des vibrations produites dans un temps donné, et de la longueur d'une des parties vibrantes, on pouvait déduire la vitesse du son dans ce gaz. En même temps nous avons dit que la vitesse du son ainsi obtenue n'était point exacte; mais que la cause qui produisait cet effet agissant de la même manière, quelle que soit la nature du gaz, les nombres que l'on obtenait étaient proportionnels aux vitesses réelles et, par conséquent, que l'on

pouvait trouver leur valeur en connaissant la vitesse réelle du son dans l'un des gaz; ou, en d'autres termes, que les résultats des observations donnent exactement le rapport des capacités calorifiques d'un gaz divisé par le rapport de celles de l'air.

650. Nous ne pouvons point entrer ici dans le détail des expériences faites par Dulong; nous renvoyons pour cela au mémoire qui a été publié dans le tome XLI des *Annales de chimie*; nous rapporterons seulement les résultats obtenus, en opérant sur un même tuyau résonnant successivement avec différents gaz, dans les mêmes circonstances.

NOMS DES GAZ.	VITESSE du son à 0° d'après la formule de Newton.	VITESSE réelle du son à 0°.	RAPPORT des capacités calorifiques du gaz à pression constante et à volume constant.	CHALEUR spécifique à volume constant, celle de l'air étant prise pour unité.
Air atmosphérique.	279,29	333,00	1,421	1,000
Gaz oxygène.....	266,00	317,17	1,415	1,000
Hydrogène.....	1064,80	1269,50	1,407	1,000
Acide carbonique..	226,24	261,60	1,338	1,249
Oxyde de carbone.	283,00	337,40	1,427	1,000
Oxyde d'azote....	226,00	261,90	1,343	1,227
Gaz oléfiant.....	281,99	314,00	1,240	1,754

651. On voit, d'après ce tableau, que les capacités calorifiques des gaz simples à volume constant sont égales : nous rappellerons que MM. Delaroche, Bérard et Dulong avaient trouvé que la même identité a lieu pour les capacités calorifiques des mêmes gaz à pression constante. Les nombres qui représentent les rapports de la capacité calorifique à pression constante à la capacité à volume constant sont plus grands que l'unité, parce que la quantité de chaleur nécessaire pour produire une même élévation de température avec dilatation est toujours plus grande que celle qu'il faudrait pour accomplir la même élévation de température sans changement de volume.

652. *Chaleur dégagée par la compression des gaz.* Si on représente par l'unité la quantité de chaleur nécessaire pour élever de 1° la température d'une masse quelconque de gaz, d'air par exemple, lorsque son volume reste invariable, la chaleur nécessaire pour produire une augmentation de 1° dans la même masse d'air, libre de se dilater sous la pression primitive, serait évidemment 1,421, et son volume augmenterait de $a = 0,00366$ si on partait de 0°. Supposons maintenant qu'après avoir subi ce changement de température et de volume, la masse d'air soit instantanément réduite à son volume primitif, sans éprouver aucune perte de chaleur, l'élévation de tem-

pérature qui se manifestera sera entièrement due à la portion de chaleur provenant du seul changement de volume, c'est-à-dire à la quantité de chaleur qu'absorberait la même masse en se dilatant de a, sans changer de température; et comme la capacité, sous un volume constant, est prise pour unité, l'excès 0,421 du rapport des capacités sur l'unité sera la mesure de l'effet thermométrique produit dans la masse, sous un volume constant, par la chaleur que dégagerait une compression équivalente à a. Ainsi la fraction que renferme le rapport de la capacité à pression constante à la capacité sous un volume constant représente l'élévation de température que le gaz à 0° éprouverait par une condensation de a. Tout ce qui précède se déduit bien simplement de la formule $\frac{c}{c'} = 1 + \frac{\omega}{\theta}$ trouvée à la page 569. Car $\frac{c}{c'} = 1,42$; par conséquent $0,42 = \frac{\omega}{\theta}$, et $\omega = 0,42$ quand $\theta = 1$, c'est-à-dire quand la compression est égale à la dilatation produite par un accroissement de température de 1°.

Il faut bien remarquer que l'élévation de température de 0°,42 pour une compression de a n'a lieu qu'autant que le gaz est à la température 0°. Si le gaz était à une température quelconque, et à une pression aussi quelconque, comme le rapport des capacités est constant, l'accroissement de température 0,42 aurait lieu pour une compression égale à la dilatation qui résulte de l'accroissement de température de 1°, c'est-à-dire pour une compression de $a : (1+at)$. En effet, si dans la formule $\frac{V'}{V} = \frac{1+at'}{1+at}$ on fait $t' = t + 1$ on trouve $\frac{V'-V}{V} = \frac{a}{1+at}$. On voit, d'après cela, que la détermination de la chaleur dégagée par la compression des gaz est un problème compliqué.

Si on désigne par θ et θ' les températures d'une même masse de gaz correspondantes aux pressions p et p', et aux densités d et d', la quantité de chaleur qu'elle contient restant la même, et par k le rapport des capacités, on a, d'après Laplace,

$$p' = p\left[\frac{d'}{d}\right]^k, \text{ et } \theta' = \left(\frac{1}{a} + \theta\right)\left[\frac{d'}{d}\right]^{k-1} - \frac{1}{a}.$$

653. Le briquet à air est fondé sur la chaleur que les gaz dégagent par la compression. Cet appareil se compose d'un cylindre creux (fig. 445), fermé par un bout, et dans lequel se meut un piston; on place un morceau d'amadou dans une petite cavité pratiquée sous le piston, et on l'abaisse rapidement dans le cylindre; la chaleur, dégagée par la compression subite de l'air renfermé dans le cylindre, enflamme l'amadou.

Si on suppose l'air réduit seulement à $\frac{1}{5}$, $d' = 5d$, et on aura

$$\theta' - \theta = 226 + (0,83)\,\theta.$$

Ainsi l'accroissement de température sera d'autant plus grand que la température primitive était plus élevée.

654. La quantité de chaleur dégagée des gaz par la compression ne paraît être égale que pour les gaz simples, puisque dans ceux-là seulement le rapport des deux capacités est le même; mais cette égalité subsiste pour tous : car la chaleur dégagée est égale à l'élévation de température multipliée par la capacité à volume constant, et on trouve que pour tous les gaz ce produit est le même.

En effet, pour une compression 0,00366 du volume primitif, l'accroissement de température d'un gaz à 0° est représenté par la partie décimale du rapport des deux capacités; on trouve alors, pour la chaleur totale dégagée, les résultats suivants :

Pour l'acide carbonique... $0,338 \times 1,249 = 0,42$;
Pour l'oxyde d'azote..... $0,343 \times 1,227 = 0,42$;
Pour l'hydrogène carboné.. $0,240 \times 1,754 = 0,42$.

On peut même se servir de cette loi pour déterminer les capacités à volume constant, en connaissant seulement le rapport des deux capacités. En effet, en désignant par C et C′ les deux capacités de l'air, par c et c' celles d'un gaz quelconque, par A et a les parties décimales du rapport des capacités pour l'air et le gaz, on a

$$\frac{C}{C'} = 1 + A\,;\ \frac{c}{c'} = 1 + a,\ \text{et}\ A : a :: c' : C';$$

d'où
$$c' = \frac{AC'}{a},\ \text{et}\ c = \frac{AC'}{a}(1 + a).$$

En prenant les capacités C et C′ de l'air pour unité, il faudra diviser la valeur de c' par C′, et de celle de c par C, ce qui donnera

$$c' = \frac{A}{a},\ \text{et}\ c' = \frac{A\,(1 + a)}{a\,(1 + A)}.$$

D'après cela, nous pouvons admettre comme une loi démontrée 1° que les volumes égaux de tous les fluides élastiques, pris à une même température et sous une même pression, étant comprimés ou dilatés subitement d'une même fraction de leur volume, dégagent ou absorbent la même quantité absolue de chaleur; 2° que les variations de température qui en résultent sont en raison inverse de leurs capacités calorifiques à volume constant. Cette loi si remarquable a été découverte par Dulong.

655. ***Variations des capacités calorifiques des gaz.*** **M. Gay-Lussac a reconnu, par le mode d'expérience dû à Clément et Désormes, que le rapport de la capacité calorifique à pression constante**

à la capacité du même gaz à volume constant, ne change pas avec la pression et la température. L'identité de la vitesse du son à Quito, sous une pression de $0^m,554$, avec celle qui résulte des expériences faites à Paris, sous une pression de $0^m,76$, démontre que dans ces deux circonstances, le rapport des capacités calorifiques reste le même, et, par conséquent, confirme la loi que nous venons d'énoncer.

656. Quant aux changements que la capacité à pression ou à volume constant éprouve par les changements de pression ou de température, on n'a fait que peu d'expériences à cet égard; cependant elles suffisent pour faire voir dans quel sens la variation a lieu. En effet, M. Gay-Lussac, en observant la température du mélange de deux masses d'air égales, élevées à des températures différentes, a reconnu que cette température était constamment plus élevée que la température moyenne. Par exemple, l'une des masses étant à 0°, et l'autre à 40°, le mélange possède une température supérieure à 20°; or, si la capacité de l'air à pression constante était indépendante de la température, le mélange devrait être à 20°; par conséquent, si sa température est plus élevée, il en résulte que la quantité de chaleur dégagée par l'abaissement de température de la masse chaude de 40° à 20° est plus grande que celle qui est nécessaire pour élever la masse de 0° à 20°. Ainsi la capacité augmente avec la température.

657. C'est à MM. Delaroche et Bérard qu'on doit les seules expériences qui aient été faites relativement à l'influence de la pression sur la capacité calorifique. Ils ont employé les mêmes moyens que pour la détermination des capacités sous la pression ordinaire; mais les gazomètres ont exigé une modification que nous allons indiquer. Les expériences n'ayant été faites que sur l'air, on a supprimé les ballons intermédiaires M et M′ et les vessies V et V′ (fig. 390); c'était alors l'air des gazomètres qui passait dans le calorimètre. Pour obtenir une grande pression, on a élevé les réservoirs A et A′ (fig. 393), et on a soudé aux robinets P et P′ un tube en forme d'Y renversé : les deux branches se réunissent en un tube commun III, qui s'élève verticalement et vient s'ouvrir au-dessus d'un baquet X. Dans cet appareil, la hauteur HH de l'extrémité supérieure du tuyau II au-dessus de l'orifice des robinets P et P′ déterminait la pression que le gaz avait à supporter : elle était de $3^m,44$. Il est facile de concevoir que les gazomètres, ainsi modifiés, doivent marcher comme ils le faisaient avant. En comparant le résultat obtenu pour

l'air sous la pression ordinaire à celui de cette expérience, on a trouvé que les chaleurs spécifiques étaient : : 1 : 1,2396, les densités étant : : 1 : 1,3583 : ainsi la capacité calorifique des gaz sous le même volume augmente avec la pression, mais dans un plus petit rapport.

658. *Capacités calorifiques des vapeurs.* MM. Delaroche et Bérard ont déterminé la capacité calorifique de la vapeur d'eau par un procédé analogue à celui qu'ils avaient employé pour les gaz : cette détermination n'a point été faite sur la vapeur seule, mais sur un mélange d'air atmosphérique et de vapeur, tel que, non-seulement l'air n'était pas saturé avant son passage à travers le calorimètre, mais qu'il ne l'était même pas après. On obtenait ainsi un résultat qui était produit par le refroidissement de la vapeur et par celui de l'air : alors, connaissant la tension de la vapeur, on pouvait facilement en déduire sa capacité calorifique. MM. Delaroche et Bérard ont trouvé pour la capacité calorifique de la vapeur d'eau, sous une pression constante, 1,9600, c'est-à-dire presque le double de celle de l'air atmosphérique. Depuis, Dulong, par des expériences qui n'ont point été publiées, a trouvé que le rapport des capacités calorifiques de la vapeur d'eau, à pression constante et à volume constant, était à peu près 1,5.

§ 7. *Phénomènes qui se développent dans les changements d'état des corps.*

Passage de l'état solide à l'état liquide.

659. Un corps solide peut passer à l'état liquide par deux causes différentes : sous l'influence d'un foyer de chaleur, ou par une action chimique. Dans le premier cas, le corps s'échauffe jusqu'à la température de sa fusion ; mais, arrivée à ce terme, sa température reste constante jusqu'à la fusion totale, parce que toute la chaleur reçue par le corps solide est employée à sa liquéfaction, et devient latente dans le liquide.

660. Quand la liquéfaction d'un corps a lieu par une action chimique, il se produit un froid plus ou moins considérable : car un corps, pour passer à l'état liquide, absorbant de la chaleur qui devient latente dans ce nouvel état, si un foyer ne la fournit pas, elle sera enlevée au corps lui-même et aux corps environnants, dont, par conséquent, la température baissera. On conçoit maintenant pourquoi presque tous les sels, en se dissolvant dans l'eau, produi-

sent du froid, et pourquoi un mélange de sel marin et de glace, corps qui, par leur action chimique, se fondent mutuellement, produit un abaissement de température si considérable. Les effets de tous les mélanges frigorifiques sont fondés sur ce principe.

Température de la fusion de différents corps.

NOMS DES SUBSTANCES.	DEGRÉS DU PYROMÈTRE de Wegdwood.	DEGRÉS CENTÉSIMAUX.
Mercure	»	— 39
Huile de térébenthine	»	— 10
Glace	»	0
Acide acétique	»	17
Suif	»	33
Sperma ceti	»	49
Stéarine	»	55
Acide margarique	»	60
Cire non blanchie	»	61
Cire blanche	»	68
Acide stéarique	»	70
Phosphore	»	43
Potassium	»	58
Sodium	»	90
Alliage de 5 plomb, 3 étain, 8 bismuth	»	100
— 2 plomb, 3 étain, 5 bismuth	»	100
Iode	»	107
Soufre	»	109
Alliage de 5 bismuth, 1 plomb, 4 étain	»	118
— 1 étain, 1 bismuth	»	141
— 3 étain, 2 plomb	»	167
— 2 étain, 1 bismuth	»	167
— 8 étain, 1 bismuth	»	200
Etain	»	230
Bismuth	»	256
Plomb	»	322
Zinc	»	360
Antimoine	»	432
Cuivre	27	»
Or	32	»
Cobalt	130	»
Acier	130	»
Fer	180	»
Nickel	160	»
Manganèse	160	»
Colombium	170	»
Molybdène	170	»
Chrome	170	»
Tungstène	170	»
Argent pur	»	999
Argent allié avec 1/10 d'or	»	1048

661. *Calorique de liquidité.* On peut déterminer la quantité de chaleur qui devient latente dans la liquéfaction des corps solides par les procédés que nous avons indiqués pour trouver leur chaleur spécifique. Supposons, par exemple, qu'il s'agisse de trouver le calorique de liquidité de l'étain par la méthode des mélanges. En versant un poids connu de ce métal fondu, à la température de sa fusion, dans une masse d'eau dont on connaît le poids et l'état thermométrique, l'échauffement de l'eau proviendra de la quantité de chaleur émise par la solidification de l'étain sans abaissement de température, plus de celle abandonnée par l'étain solidifié pour se refroidir de la température de la fusion à celle du mélange; cette dernière quantité pouvant se déduire de la capacité calorifique de l'étain, la première s'obtiendra ensuite facilement. Le corps sera évidemment à une température qui ne dépassera pas celle de sa fusion, lorsqu'il aura été pris dans une masse qui ne sera pas fondue en totalité, ou qui aura commencé à se solidifier.

Soient m le poids du corps en fusion; t sa température, que nous supposerons celle de la fusion; m' le poids de l'eau, augmenté de celui qui représente la matière du vase qui la contient; t' la température de l'eau; T celle du mélange; c la capacité calorifique du corps à l'état solide, et enfin x le calorique de liquidité cherché, nous aurons

$$mc(t-\mathrm{T})+mx=m'(\mathrm{T}-t'); \text{ d'où } x=\frac{m'(\mathrm{T}-t')-mc(t-\mathrm{T})}{m}.$$

La chaleur latente de la glace avait été fixée par Wilke à 72. Laplace et Lavoisier, en faisant usage de leur calorimètre, l'avaient portée à 75; les expériences avaient été faites avec tous les soins que comportait la science à cette époque (1790); mais il existe dans l'emploi de leur appareil des causes d'erreur telles, qu'il était permis de douter de l'exactitude du résultat obtenu. En 1842, MM. Laprovotaye et P. Desains ont repris la question au moyen de la méthode des mélanges perfectionnée par M. Regnault, avec toutes les précautions et en effectuant toutes les corrections qui ont été indiquées [632]. La moyenne des résultats, très-concordants, de dix-sept expériences faites sur des morceaux de glace bien purs, a été 79,01. La même recherche avait déjà occupé M. Regnault; et, dans une note publiée à l'occasion du travail de MM. Laprovotaye et Desains, il rapporte deux séries d'expériences exécutées aussi par la méthode des mélanges : l'une, sur de la neige bien cristallisée, a donné pour résultat moyen 79,24; l'autre, sur de la glace,

a conduit au chiffre 79,06. Ainsi on peut regarder le nombre 79 comme représentant avec une très-grande exactitude la chaleur latente de la glace.

Le tableau suivant donne le calorique de liquidité de quelques corps solides.

NOMS DES SUBSTANCES.	TEMPÉRATURE de leur fusion.	TEMPÉRATURE que le calorique absorbé donnerait à une masse d'eau égale.
Glace.....	0°	79°
Sperma ceti.....	49	82,222
Cire d'abeilles.....	60	97,22
Etain.....	230	277,77

Passage de l'état lequide à l'état solide.

662. Ce phénomène peut avoir lieu, ou par refroidissement, ou par une action chimique. Dans le premier cas, il y a permanence de température dans la masse liquide depuis le commencement de la congélation jusqu'à la solidification totale de la masse: ainsi, par exemple, lorsqu'on place de l'eau dans une atmosphère à plusieurs degrés au-dessous de zéro, elle se congèle; mais la température de l'eau est stationnaire tant qu'il en reste encore à congeler. Dans le second cas, il y a émission de chaleur : ainsi, lorsque l'on jette de l'eau sur la chaux vive, elle est solidifiée, et il se développe une grande chaleur.

663. *Phénomènes particuliers que présente la congélation de l'eau.* Nous avons déjà dit que l'eau dont la température s'abaisse continuellement ne se contracte que jusqu'à 4° environ; qu'au-dessous de cette température elle se dilate de plus en plus jusqu'au terme de la congélation, et qu'alors elle prend subitement un grand accroissement de volume; cet accroissement est de 0,07 du volume à 4°.

On peut constater l'existence d'un maximum de densité de l'eau à une température supérieure à 0°, et déterminer en même temps la température correspondante par les différentes méthodes que nous allons exposer.

1°. On prend un vase de verre cylindrique (fig. 394) environné d'un mélange frigorifique dans sa partie moyenne : l'eau se congèle

à la partie supérieure, et se trouve évidemment, à la partie inférieure, au maximum de densité.

2°. On place dans une chambre à 15° environ un vase de verre rempli d'eau à 0°, et renfermant deux thermomètres, l'un à la partie supérieure, l'autre à la partie inférieure (fig. 395). Le vase s'échauffant par les parties latérales et inférieures, tant que l'accroissement de température produit un accroissement de densité, les parties échauffées se réunissent au fond du vase, et le thermomètre qui s'y trouve placé indique une température plus élevée que l'autre; mais, quand l'accroissement de température diminue la densité, il s'établit des courants qui répartissent uniformément la chaleur ; alors le maximum de densité a lieu quand les deux thermomètres commencent à indiquer la même température.

3°. On prend un large tube terminé par un tube très-capillaire, recourbé (fig. 358); on le remplit exactement d'eau à différentes températures, on le pèse en recueillant l'eau qui s'échappe pendant les pesées, et en tenant compte de la dilatation du vase.

4°. On emploie un thermomètre à eau très-sensible, construit comme nous l'avons indiqué [556]. La courbe MNP (fig. 395 A) étant tracée de manière que les ordonnées représentent les volumes apparents du liquide correspondants aux températures marquées par les abscisses, en menant la ligne AZ, dont les ordonnées représentent les dilatations du vase à partir de 0°, les volumes réels du liquide seront proportionnels aux ordonnées de la courbe prolongées jusqu'à la ligne AZ : alors, pour obtenir la température correspondante au maximum de densité ou au minimum de volume, il faudra mener à la courbe MNP une tangente parallèle à AZ, et par le point de tangence une perpendiculaire sur AX, dont le pied indiquera la température cherchée.

5°. On pèse, dans un vase plein d'eau à différentes températures, une boule de verre lestée, et soutenue par un fil très-fin ou un cheveu, et on corrige les pesées de la dilatation du verre; on construit une courbe dont les abscisses représentent les températures, et les ordonnées les poids; en lui menant une tangente parallèle au premier axe, on trouve facilement la température correspondante au maximum de poids. Il serait plus avantageux de remplacer ces constructions graphiques par des formules d'interpolation.

Par la seconde méthode, Hobbe, physicien anglais, a trouvé successivement 3°,33 et 3°,88; par la troisième, Tralès a obtenu 4°,35; Gilpins et Blagden, 3°,88; par la cinquième, Lefebvre Gi-

neau 4°,44; Halstrôm, 4°,1; et enfin M. Despretz, en employant la seconde et la quatrième méthode avec les soins les plus minutieux, a été conduit par un grand nombre d'observations, aussi concordantes qu'on peut le désirer, à reconnaître que le maximum de densité de l'eau existe à 4°, et que ce chiffre est exact à moins d'un centième de degré (*A. C. et P.*, t. LXX, LXXIII).

664. Pour observer les variations de volume de l'eau ou d'autres liquides à différentes températures dans des vases de différentes natures, on peut employer l'appareil fig. 396; il se compose d'un vase dont la tubulure est garnie de deux orifices: à l'une se trouve fixé un tube ouvert par les deux bouts, dans lequel la dilatation apparente s'effectue; dans l'autre la tige d'un thermomètre. On reconnaît, au moyen de cette disposition, que le maximum de densité apparent a lieu à des températures qui varient avec la nature du vase. Il est d'ailleurs facile de se rendre compte de ce fait : si MNP (fig. 397) est la courbe dont les ordonnées représentent les volumes réels de l'eau correspondants aux températures prises pour abscisses, en menant au-dessus de AX la ligne AZ, dont les ordonnées soient les dilatations du vase, il est évident que les distances de la courbe MNP à la droite AZ exprimeront les volumes apparents du liquide dans le vase, et que le maximum apparent de densité, fourni par une tangente à la courbe parallèle à AZ, sera d'autant plus élevé au-dessus de la température du maximum vrai, donnée par la tangente parallèle à AX, que AZ sera plus incliné, c'est-à-dire que la dilatation du vase sera plus grande. D'après Dalton, le maximum de densité apparent de l'eau dans des vases de flint-glass, de fer, de cuivre, de laiton, d'étain et de plomb, se manifeste aux températures 4°,2, 4°,6, 6°,0, 6°,2, 6°,6, 7°,7.

665. Il résulte des expériences de M. Ermann fils : 1° que l'eau salée d'une densité de 1,027 (c'est la densité moyenne de l'eau de mer) n'a point de maximum de densité au-dessus du point de sa congélation; quand sa température baisse, la densité augmente tant que l'état liquide subsiste; 2° que l'eau salée dont la densité est de 1,020 n'a également point de maximum de densité, ou du moins n'a pas un maximum sensiblement éloigné de 1°,25, température de sa congélation; 3° qu'une dissolution de sel marin de 1,01 de densité a un maximum de densité, mais plus bas que l'eau pure; il a lieu à 1°,5. Ainsi il paraissait que le mélange du sel marin faisait reculer le point du maximum de densité de l'eau, et enfin le faisait entièrement évanouir. Mais, d'après des expériences plus récentes

de M. Despretz, toutes les dissolutions salines ont un maximum de densité dont la température s'approche d'abord d'autant plus du terme de la congélation que la quantité de sel dissous est plus grande, et qui ensuite se produit à des températures décroissantes au-dessous de celle du changement d'état, et ne peut, par conséquent, être observé qu'autant qu'on prend les précautions nécessaires pour refroidir la dissolution au-dessous de la température de la congélation, sans pourtant qu'elle change d'état. Ainsi, par exemple, l'eau de mer qui se congèle à — 1°,70 a son maximum à — 3°,67; une dissolution de sel marin qui se congèle à — 4°,3 a son maximum de densité à — 16°,5. D'après le même physicien, la température du maximum de densité descend plus rapidement que celle de la congélation, et l'abaissement du terme de la congélation au-dessous de 0°, ainsi que celui du maximum de densité au-dessous de 4°, sont sensiblement proportionnels aux quantités de matières dissoutes dans l'eau.

666. *Force de dilatation de l'eau par la congélation.* La force avec laquelle l'eau, en se congelant, tend à augmenter de volume est très-considérable : elle est évidemment égale à la pression qu'il faudrait faire éprouver à la glace pour diminuer son volume de 0,07. Aussi, lorsque les vases dans lesquels la congélation a lieu sont fermés, ou seulement terminés par une ouverture étroite, ils sont brisés, et la force d'expansion est même capable de rompre les enveloppes les plus résistantes, telles que des canons de fer.

Le major Williams, étant à Québec, pendant un hiver rigoureux, renferma de l'eau dans une bombe d'un pied de diamètre, et la ferma hermétiquement avec un tampon de bois enfoncé à coups de marteau; cette bombe fut ensuite exposée à l'air, qui était à — 28° : la congélation de l'eau eut lieu après quelque temps, et le tampon de bois fut lancé avec une très-forte explosion à plus de 400 pieds; il sortit de la bombe un mamelon de glace de 8 pouces de longueur.

C'est à l'augmentation de volume de l'eau dans la congélation qu'est due l'action si funeste de la gélée sur les plantes : lorsque ce liquide, renfermé dans les tubes capillaires dont elles sont formées, vient à se congeler, l'augmentation de volume brise ces enveloppes et détruit complétement leur texture organique.

C'est encore à l'expansion de l'eau dans la congélation qu'il faut attribuer le délitement de certaines pierres par la gelée. M. Brard a indiqué un moyen très-simple pour reconnaître les pierres gelives;

il consiste à plonger un fragment de la pierre dans une dissolution de sulfate de soude; ce sel, en cristallisant, produit le même effet que la gelée.

Le bismuth et la fonte de fer jouissent également de la propriété d'augmenter de volume en se solidifiant; c'est cet accroissement de volume qui produit la perfection du moulage de la fonte et la rupture des tubes de verre dans lesquels on fait fondre le bismuth.

667. L'eau pure, privée d'air par une récente ébullition, et refroidie d'une manière continue, peut être amenée jusqu'à 6° au-dessous de zéro sans se congeler, et même jusqu'à 12°, si, sa surface étant recouverte d'une légère couche d'huile, elle est renfermée dans un tube ne contenant que de l'air très-dilaté; mais alors la présence du plus petit fragment de glace ou le plus léger mouvement vibratoire décide à l'instant la cristallisation, et le thermomètre remonte à zéro. Pour comprendre comment ce phénomène peut avoir lieu, considérons de l'eau à zéro : il y a équilibre entre les forces qui tendent à produire la congélation et celles qui retiennent la masse à l'état liquide; mais un très-petit abaissement de température ne serait pas suffisant pour déterminer instantanément la congélation de toute la masse, parce qu'il faut vaincre l'inertie des molécules, et que, par le seul fait de la congélation de quelques parties, il y a émission de chaleur : par conséquent, il faudra nécessairement, pour que la congélation puisse se manifester au même instant dans tous les points, que la température soit assez basse pour que la chaleur dégagée par la congélation totale n'élève pas la masse au-dessus de zéro. Mais elle peut avoir lieu partiellement à zéro, parce que la chaleur dégagée se dissipant lentement, la masse ne s'échauffe pas. S'il n'en est pas toujours ainsi, la cause en est probablement dans l'inertie des molécules; pour être vaincue, elle exige ou la présence de quelques fragments de glace déjà formés, qui, par leur attraction sur les molécules voisines, les forcent à se réunir à eux, ou un mouvement vibratoire qui, agitant inégalement le liquide, rapproche inégalement les molécules et établisse des centres de cristallisation.

L'eau privée d'air par l'ébullition peut, en restant liquide, être refroidie au-dessous de zéro plus que celle qui renferme de l'air; la différence est de 5 à 6 degrés centigrades. L'eau contenant de l'acide carbonique se congèle toujours à zéro; il en est de même des eaux qui ne sont pas limpides. Il paraît que l'abaissement de température que l'eau peut éprouver au-dessous de zéro sans se congeler, aug-

mente à mesure qu'elle est renfermée dans des tubes d'un plus petit diamètre : cette circonstance est très-favorable à la végétation, et explique pourquoi l'eau que contiennent les plantes ne se congèle, en général, que par un froid rigoureux.

Il résulte de ce qui précède que la température de la congélation d'un liquide ne peut pas s'obtenir directement; il faut toujours prendre pour cette température celle de la fusion du corps congelé, qui n'éprouve jamais de variation.

Passage de l'état liquide à l'état de vapeurs.

668. Nous nous occuperons d'abord de la *vaporisation* des liquides, tels que l'eau, l'alcool concentré, qui ne changent ni de nature ni de composition en passant à l'état de vapeur; et ensuite, sous les titres *évaporation, distillation,* nous parlerons des dissolutions salines et des liquides formés de plusieurs autres volatils à des degrés différents.

La vaporisation d'un liquide peut avoir lieu, dans un vase ouvert, par la tension que les liquides possèdent à toutes les températures, ou par l'action d'un foyer de chaleur; dans ce dernier cas, le vase peut être ouvert ou fermé; et, quand il est fermé, la pression que supporte le liquide, et qui résulte de la force élastique de la vapeur que contient le vase, peut être plus grande ou plus petite que la pression de l'atmosphère.

669. *Vaporisation d'un liquide renfermé dans un vase ouvert et soumis à un foyer de chaleur.* Lorsqu'un liquide renfermé dans un vase ouvert est soumis à l'action d'un foyer de chaleur, le liquide s'échauffe, sa surface émet une quantité croissante de vapeurs dont la force élastique augmente avec la température, et finit par devenir égale à la pression atmosphérique; alors les vapeurs se forment dans l'intérieur même de la masse liquide, et s'élèvent en bulles qui viennent crever à la surface. Ce phénomène a été nommé *ébullition.* Lorsqu'un liquide est en ébullition, sa température reste constante jusqu'à ce que toute sa masse soit vaporisée : par conséquent, toute la chaleur reçue du foyer est employée à former de la vapeur, et elle y est latente, car la vapeur est à la même température que le liquide. Ce phénomène est analogue à celui que présente la fusion des corps solides.

670. L'ébullition d'un liquide ayant lieu lorsque la force élastique de ses vapeurs est égale à la pression atmosphérique, il en

résulte que la température de l'ébullition doit suivre les variations du baromètre : c'est ce qui existe en effet. Par exemple, au sommet du mont Blanc, dont la hauteur est de 4775^{m} au-dessus du niveau de la mer, l'eau entre en ébullition à environ 84°. Il est facile de déterminer la température à laquelle l'eau entrerait en ébullition sous une pression donnée, au moyen de la table, p. 500 : ainsi, sous une pression de 5 millimètres, le phénomène se manifesterait à 0°. Mais comme les variations du baromètre dans un même lieu sont très-faibles, elles ne produisent pas ordinairement des changements bien sensibles dans cette température.

On peut vérifier l'influence de la diminution de pression sur la température de l'ébullition, en mettant un vase plein d'eau, d'alcool ou d'éther, sous une cloche reposant sur le plateau d'une machine pneumatique; l'ébullition se manifeste à une raréfaction de l'air d'autant plus grande que la température est plus basse : on fait ainsi facilement bouillir de l'alcool et de l'éther à la température ordinaire.

On peut aussi vérifier le fait que nous venons d'énoncer par une expérience qui n'exige point l'usage d'une machine pneumatique. On fait bouillir de l'eau dans un ballon : en l'éloignant du feu l'ébullition cesse; alors on le ferme avec un bouchon, puis, après l'avoir tourné, on verse de l'eau froide sur le fond avec une pipette ou avec une éponge (fig. 398) : le refroidissement condense la vapeur qui occupe l'espace situé au-dessus de l'eau, la pression diminue, et l'ébullition se manifeste avec vivacité.

Cette ébullition de l'eau à une basse température se produit dans des appareils que fabriquent les souffleurs de verre; ce sont de petites boules de verre réunies par un tube (fig. 399) renfermant une certaine quantité d'eau et point d'air; quand on tient l'instrument dans une position verticale, la boule inférieure dans la main, l'ébullition se manifeste aussitôt. Pour expulser l'air et introduire de l'eau, on laisse au point *a* un petit tube capillaire ouvert, que l'on plonge dans de l'eau après avoir chauffé les deux boules; elles se remplissent d'eau en se refroidissant; l'air est ensuite chassé par une ébullition prolongée, et dès que le volume du liquide est convenablement réduit, on ferme l'orifice *a* au moyen de la flamme d'un chalumeau. Quand on retourne brusquement ces petits appareils, la masse liquide frappe le verre avec bruit, comme si elle était solide, c'est pourquoi on les désigne souvent sous le nom de *marteaux d'eau*.

L'ébullition de l'eau distillée produisant des vapeurs saturées dont la force élastique est égale à celle de l'atmosphère, on conçoit que la connaissance de la température à laquelle elle a lieu puisse servir à déterminer la pression de l'air ; il suffit pour cela de chercher dans la table, page 500, la tension correspondante à la température observée. M. Regnault a fait construire dans ce but un appareil très-commode, bien plus facilement transportable qu'un baromètre, et que représente la fig. 965. Il se compose de plusieurs tubes en laiton *ijkl*, *kr*, *rs*, *st*, rentrant l'un dans l'autre comme les tuyaux de lunette; le tube inférieur, de 3 centimètres de diamètre, sert de chaudière et se monte à vis sur un autre plus large *efgh*; celui-ci s'ajuste à la petite lampe à alcool *abcd*; des ouvertures *o*, *o* donnent accès à l'air, et les produits de la combustion s'échappent par les orifices *o'*, *o'*; un anneau échancré *mnpq* permet de fermer partiellement les ouvertures *o*, *o*. L'appareil, réduit à ses plus petites dimensions, n'a pas plus de $0^m,15$ de hauteur. On place le thermomètre à 2 ou 3 centimètres au-dessus du liquide, et de manière que l'extrémité de la colonne de mercure dépasse à peine le bouchon ; il ne marque que de 75 à 100°. (*A. C. et P.*, t. XIV.)

671. Lorsqu'un vase renfermant de l'eau à une certaine hauteur est soumis par sa partie inférieure à l'action d'un foyer de chaleur, le liquide s'échauffe uniformément jusqu'à la température de l'ébullition, à cause des courants qui se produisent et qui répartissent uniformément la chaleur; mais l'ébullition commence à se manifester à la surface, parce que la température de l'ébullition de cette couche est moins élevée que celle des couches inférieures; à la surface, en effet, le liquide ne supporte que la pression de l'atmosphère, tandis que les couches inférieures sont pressées en outre par celles qui sont au-dessus. A partir de cet instant la température des couches inférieures va en augmentant jusqu'à une certaine limite pour chacune d'elles, limite d'autant plus élevée que la couche est plus profonde : alors, quand l'état thermométrique de la masse liquide est permanent, la température est croissante de la surface au fond, et les vapeurs se dégagent de tous les points : celles qui partent du fond ou des différentes couches se dilatent et se refroidissent en traversant les couches supérieures, et sortent nécessairement du liquide à environ 100°, et sous la pression de l'atmosphère.

672. Il résulte de ce qui précède que, si une chaudière avait $10^m,39$ de profondeur, la tension de la vapeur au fond de la chaudière devrait être de deux atmosphères : par conséquent les couches inférieures seraient à 122°, tandis que les couches supérieures seraient seulement à 100°. Le frémissement qui se fait entendre avant

qu'un liquide bouille provient de l'ébullition à la surface du liquide, qui précède toujours celle de la masse.

Ce que nous venons de dire est applicable à tous les liquides qui ne changent pas de nature en se vaporisant.

Points d'ébullition de quelques liquides sous la pression de $0^m,7$.

Éther sulfurique.....	37°	Soufre.....	299°
Carbure de soufre.....	47	Acide sulfurique.....	310
Alcool.....	79	Huile de lin.....	316
Huile de térébenthine..	157	Mercure.....	360
Phosphore.....	290		

Pour déterminer la température de l'ébullition du mercure au moyen de la dilatation du mercure lui-même, Petit et Dulong se sont servis d'un vase de verre plein de ce liquide, et surmonté d'un tube capillaire de 6 centimètres de longueur. Le vase était plongé jusqu'à l'origine du tube dans le mercure bouillant; en comparant le poids du métal que renfermait le vase, à la température de l'ébullition du mercure, à celui du mercure qui remplissait le même vase à 0°, et connaissant la dilatation apparente du mercure dans le verre, on en a déduit la température de l'ébullition du mercure sur sa propre échelle. Dans l'expérience que nous venons de rapporter, le mercure renfermé dans le tube ne formait pas la dix-millième partie de la masse totale : par conséquent on avait pu sans inconvénient ne pas tenir cette tige plongée dans le mercure; la colonne liquide qu'elle contenait produisait alors sur la masse de mercure submergée une pression qui l'empêchait d'entrer en ébullition.

673. *Phénomènes singuliers que présente l'ébullition des liquides dans des vases ouverts.* On a reconnu que l'eau qui bout dans des vases de verre et de porcelaine possède une température plus élevée que dans des vases métalliques; mais que, quelle que soit la nature du vase, la vapeur d'eau est toujours à la même température.

On peut reconnaître l'influence des métaux pour abaisser la température de l'ébullition par l'expérience suivante. On fait bouillir de l'eau dans un vase de verre, puis on l'enlève du feu; l'ébullition cesse, et on la rétablit en y jetant de la limaille de fer ou de tout autre métal. La différence de température de l'ébullition dans des vases métalliques et dans des vases de verre peut aller jusqu'à 1° et même 1° 1/2. Dans un vase de verre la température de l'ébullition est de 101°,232; en y introduisant du verre pilé elle descend à 100°,329, et en y mettant de la limaille de fer, elle se

fixe à 100°. Cependant, quand l'eau est constamment agitée, elle bout à 100° dans les vases de verre comme dans les vases métalliques.

674. Lorsque l'eau bout dans le verre, l'ébullition a lieu par intermittence; la température du liquide s'élève périodiquement de plusieurs degrés au-dessus de 100, s'abaisse par la formation de grosses bulles de vapeurs, et le vase éprouve des mouvements très-sensibles qu'on nomme *soubresauts;* mais, quand on y met des matières en grenaille ou en petits fragments, l'ébullition a lieu tranquillement et d'une manière continue : les parcelles métalliques réussissent mieux que celles des autres substances. Dans le verre il y a des liquides qui bouillent beaucoup plus péniblement encore que l'eau, tel est, par exemple, l'acide sulfurique : les bulles de vapeurs se forment à de longs intervalles, soulèvent la cornue et la font souvent casser; on remédie à cet inconvénient en mettant dans la cornue des fragments ou du fil de platine.

D'après M. Legrand, les métaux en limailles qui ont le plus d'efficacité pour empêcher les soubresauts de l'eau dans le verre sont le zinc et le fer; quelques sels, même en petite quantité, préviennent ces accidents; d'autres les favorisent; le tartrate neutre de potasse jouit à un haut degré de cette dernière propriété.

On doit à M. Marcet, sur ce sujet, un grand nombre d'expériences qui l'ont conduit à plusieurs faits importants. 1° Quelle que soit la nature du vase, la température de la vapeur est inférieure à celle du liquide; pour les vases de verre, la différence s'élève de 0°,2 à 2°; pour les métaux, de 0°,15 à 0°,20; les vases de verre revêtus intérieurement d'une couche mince de soufre ou de gomme laque font seuls exception : en recouvrant d'une couche de gomme laque la surface intérieure d'un vase métallique, la température de l'ébullition s'abaisse de 0°,20 à 0°,25. 2° Les vases de verre dans lesquels on a fait séjourner de l'acide sulfurique concentré, et qui ont été lavés de manière à ne conserver aucune trace d'acide, élèvent la température de l'ébullition à 105° ou 106°, et la formation de la vapeur n'a lieu que par intermittence et brusquement; les dissolutions concentrées de potasse produisent le même effet, mais à un moindre degré. 3° L'alcool chauffé dans des vases qui ont contenu de l'acide sulfurique se comporte comme l'eau. M. Marcet n'indique point dans son mémoire qu'il ait pris de précaution particulière pour connaître d'une manière sûre et précise la température de la vapeur, et c'est là cependant une chose capitale et difficile; il paraîtrait

permis, par conséquent, d'élever quelques doutes sur ce qu'il avance de la différence de température de la vapeur et de l'eau bouillante dans les vases métalliques. Ce fait a été constaté par M. Regnault; mais à 100° les différences étaient très-petites (*A. P. et C.*, t. XI).

L'élévation de la température du point d'ébullition est beaucoup plus considérable quand on opère sur de l'eau privée d'air, et qui n'est pas en contact avec l'air atmosphérique. Dans un mémoire sur la cause des explosions des chaudières à vapeur, présenté à l'Académie des sciences il y a plusieurs années, M. Galy Cazalat rapporte cette expérience curieuse : un ballon de verre à moitié plein d'eau recouverte d'une couche d'huile est maintenu en ébullition pendant quelques minutes pour chasser l'air contenu dans l'eau; alors on laisse refroidir le ballon, et on le chauffe ensuite graduellement dans un bain-marie, la température de l'eau peut être portée jusqu'à 123° sans que l'ébullition se manifeste; mais à une température un peu plus élevée, il se développe instantanément une énorme quantité de vapeurs qui brisent le vase quand son orifice est étroit, et, dans le cas contraire, qui s'échappent en entraînant beaucoup d'eau.

M. Donny, dans son *Mémoire sur la cohésion des liquides*, a fait plusieurs expériences qui viennent à l'appui de celle que nous venons de rapporter : un tube ABCDE, courbé comme l'indique la fig. 966, fermé au point A et soudé à la boule M également fermée, contenait, de A en E, de l'eau complétement privée d'air par une longue ébullition; en plaçant la partie AB pendant trois minutes dans des bains à 113°, 120° et 128°, il ne se manifesta pas la moindre trace d'ébullition; mais au bout de deux minutes et demi de séjour dans un bain à 132°, le liquide de AB fut soudainement réduit en vapeurs, et le reste du liquide projeté dans la boule M. Un marteau d'eau (fig. 967), également purgé d'air autant que possible, fut plongé pendant quelques minutes dans l'eau bouillante, afin que sa partie vide se remplît de vapeur à une tension égale à la pression de l'air extérieur; le tube fut alors coupé en A, et sa partie inférieure chauffée rapidement dans la flamme d'une lampe à esprit-de-vin. Après quelques secondes, il se produisit une violente explosion, et l'eau, lancée en masse hors du tube, se transforma en un nuage de vapeurs.

En résumé, nous devons conclure que quand l'ébullition de l'eau pure a lieu dans un vase métallique, la température du liquide est la même que celle de la vapeur ou en diffère peu; que dans un vase

de verre elle peut la dépasser périodiquement de 5° à 6°, et de 32° quand l'eau est parfaitement privée d'air.

Ces faits conduisent à admettre : 1° que l'ébullition de l'eau à une température constante de 100° ne peut, par suite d'une inertie analogue à celle qui retarde sa congélation, avoir lieu qu'à la condition que la masse liquide soit constamment traversée par un courant de bulles d'air et de vapeurs partant du fond du vase ; 2° que les parois métalliques produisent ce dégagement d'air et de vapeurs à 100°, tandis que le verre, par suite d'une action condensante qu'il exerce sur eux, ne permet le dégagement de l'air qu'à 106°, et celui de la vapeur qu'à 132° ; 3° enfin que l'eau en contact avec l'air, quelle que soit la durée de l'ébullition, renferme toujours de l'air, qu'elle abandonne contre la paroi du vase pour le reprendre à sa surface.

675. *Phénomènes que présentent les liquides dans des vases métalliques incandescents.* En 1756, Leidenfrost découvrit le phénomène suivant : si dans une capsule polie, de fer, d'argent ou de platine, chauffée au rouge blanc, on laisse tomber plusieurs gouttes d'eau, elles se réunissent en une seule qui tourne rapidement sur elle-même, et s'évapore très-lentement. M. Dobereiner reconnut que ce phénomène se produit également avec l'alcool, l'éther et les huiles essentielles ; M. Laurent a trouvé que les acides sulfurique, nitrique, hydrochlorique et tartrique, la potasse, l'ammoniaque, l'hydrochlorate d'ammoniaque, le sel marin, l'alun, etc., en dissolution dans l'eau, se comportent comme l'eau pure ; que les gouttes liquides sont dans un état vibratoire qui leur donne la forme d'une étoile à un nombre pair, mais variable, de rayons, et enfin que la température des gouttes d'eau est celle de leur ébullition.

M. Bontigny s'est livré, pendant plusieurs années, à l'étude de cette question avec beaucoup de soin et de sagacité (*A. C. et P.*, t. XI et XIII) ; il a constaté un grand nombre de faits importants que l'on peut résumer ainsi qu'il suit : M. Bontigny désigne sous le nom d'*état sphéroïdal* l'état particulier des liquides dans les vases incandescents.

1°. Tous les corps paraissent susceptibles de prendre l'état sphéroïdal, l'eau, l'alcool, l'éther, le mercure, les huiles, les graisses, l'iode, etc. La température du vase à laquelle ce phénomène commence à se produire s'élève avec celle de l'ébullition du corps ; pour l'eau, l'alcool absolu, l'éther, ces températures sont de 171°, 134°, et 61°, bien inférieures, comme on le voit, à la chaleur rouge.

2°. La température des corps à l'état sphéroïdal, quelle que soit d'ailleurs celle du vase qui les contient, est invariable et toujours inférieure à celle de leur ébullition, et la quantité de liquide vaporisée augmente avec la température du vase, contrairement à l'opinion de Klaproth.

3°. La température de la vapeur du corps à l'état sphéroïdal est égale à celle des vases qui la contiennent.

4°. Il n'y a pas de contact entre le corps à l'état sphéroïdal et la surface sur laquelle il est déposé; car si celle-ci est plane, on peut apercevoir une lumière entre elle et la partie inférieure du globule; d'ailleurs, des liquides qui attaquent fortement certains métaux n'agissent par sur eux lorsqu'ils sont à l'état sphéroïdal. La chaleur rayonnée par le vase n'échauffe pas les liquides; elle est presque entièrement réfléchie à sa surface, car de l'eau fortement colorée par du noir de fumée se comporte comme de l'eau pure.

4°. Les phénomènes dont il s'agit peuvent se produire sur de très-grandes masses de liquide; seulement il se manifeste toujours un léger mouvement d'ébullition; mais l'évaporation est très-lente, et elle se fait brusquement, avec une sorte d'explosion, lorsque la température du vase s'abaisse assez pour qu'il soit mouillé par le liquide. M. Bontigny pense que ce phénomène pourrait bien être la cause d'un grand nombre d'explosions de chaudières à vapeur.

On doit au même physicien la découverte d'un phénomène fort extraordinaire. Si, dans une capsule métallique chauffée à 100° ou incandescente, on verse de l'acide sulfureux, il laisse pour résidu un morceau de glace. Ce singulier phénomène provient de ce que l'acide absorbe l'humidité de l'air, et qu'en s'évaporant il produit assez de froid pour la congeler; aussi ce phénomène se produit d'autant plus facilement que l'air est plus humide, et il arrive toujours en ajoutant un peu d'eau à l'acide sulfureux à l'état sphéroïdal.

La lenteur de l'évaporation dans les circonstances dont il s'agit provient de deux causes : de ce que le liquide ne mouille pas le métal, et de ce que les rayons de chaleur émanés du métal sont complétement refléchis à la surface du liquide; quant aux mouvements des gouttes, ils résultent probablement des réactions qui se produisent par le dégagement même de la vapeur aux points où il a lieu, et qui aplatissent ces gouttes, tantôt dans un sens, tantôt dans un autre.

676. La cause qui empêche le liquide de mouiller le métal, et qui est d'autant plus influente que le métal est à une température

plus élevée, réside très-probablement dans une force répulsive qui se manifeste entre les corps échauffés, et qui augmente rapidement avec leur température; du moins les expériences de M. Perkins, que nous allons rapporter, ne semblent pouvoir s'expliquer qu'en admettant l'existence de cette force répulsive. Un générateur à vapeur en bronze étant fendu sur une grande partie de sa longueur, à une très-haute température, rien ne sortait par la fente; mais elle livrait passage à un jet d'eau, lorsque la température était peu supérieure à 100°. On pouvait supposer que l'absence du jet à une haute température provenait de la dilatation du métal qui fermait la fente; mais, en perçant le générateur d'un trou de 1/8 de pouce de diamètre, et y adaptant un canon du fusil de 3 pieds de longueur, terminé par un robinet, on a reconnu que le robinet ne donnait point d'eau lorsque la pression intérieure était de 50 atmosphères, et qu'avec une pression beaucoup plus petite l'eau en sortait avec une grande vitesse. En parlant des flammes, nous verrons des phénomènes qui ne paraissent également explicables qu'en admettant une force répulsive entre les corps échauffés.

677. *Évaporation.* On désigne ainsi l'opération qui a pour objet de séparer par la vaporisation un liquide volatil des corps qu'il tient en dissolution. La température de l'ébullition d'un liquide n'est pas influencée par la présence des corps solides ou liquides qui ne sont pas combinés avec lui, mais il n'en est pas de même quand il y a combinaison. Les dissolutions salines, par exemple, entrent en ébullition à des températures d'autant plus hautes que la quantité de sel dissous est plus considérable. En dissolvant successivement 10, 20, 30, 40 parties de sel marin dans 100 parties d'eau, les températures de l'ébullition des dissolutions s'élèvent à 101°,5, 103,5°, 105°,5 et 108°.

M. Legrand, à qui l'on doit un travail très-considérable sur les points d'ébullition des dissolutions salines, a remarqué que dans un vase de verre l'ébullition est d'abord très-calme, et qu'elle a lieu par *soubresauts* aussitôt que l'air a été dégagé; mais qu'en mettant dans le vase des morceaux de zinc ou de fer, l'ébullition se maintient toujours calme et régulière. Lorsqu'une dissolution saline non saturée est soumise à une évaporation continue, à mesure que l'eau se vaporise, la dissolution se concentre et la température de l'ébullition s'élève; mais aussitôt que le liquide est saturé, le sel commence à se déposer, et la température de l'ébullition devient parfaitement constante. Ce fait a été bien constaté par M. Legrand sur un

grand nombre de dissolutions salines, et il a remarqué que quand le liquide est saturé, la température, malgré l'ébullition, peut s'élever de quelques degrés, mais qu'elle retombe à la température normale aussitôt que le sel se dépose. Ce phénomène est analogue au retard de la congélation.

678. Le tableau suivant, extrait du mémoire de M. Legrand (*A. C. et P.*, t. LIX), donne les points d'ébullition de différentes dissolutions saturées ainsi que les proportions de sels en dissolution; les sels ont été employés à l'état sec, c'est-à-dire privés de l'eau interposée ou de l'eau de cristallisation par l'action de la chaleur. L'appareil employé se composait d'un tube de verre de 16 centimètres de hauteur et de 27 millimètres de diamètre, dont l'axe était occupé par le thermomètre. Le tube renfermant la dissolution saline était chauffé par une lampe à esprit-de-vin.

Températures d'ébullition de diverses dissolutions salines saturées, et proportions de sels en dissolution.

SELS EN DISSOLUTION.	TEMPÉRATURES DE L'ÉBULLITION.	QUANTITÉS DE SELS DISSOUTES DANS 100 PARTIES D'EAU.
Chlorure de sodium	108,4	41,2
Chlorure de potassium	108,3	59,4
Chlorure de barium	104,4	60,1
Carbonate de soude	104,63	48,5
Phosphate de soude	106,6	112,6
Chlorate de potasse	104,2	61,5
Nitrate de soude	121,0	224,8
Nitrate d'ammoniaque cristallisé	180,0	infini
Sel ammoniac	114,2	88,9
Chlorure de strontium	117,85	117,5
Chlorure de calcium	179,5	325,0
Tartrate neutre de potasse	114,67	296,2
Carbonate de potasse	135	265
Nitrate de chaux	151	362
Acétate de soude	124,37	209
Acétate de potasse	169	798,2

679. Les vapeurs en se dégageant doivent être à la température du liquide, mais non saturées; car les bulles, qui partent toujours du fond du vase en traversant le liquide, doivent en partager la température, et se dilater de manière à prendre une force élastique égale à celle de l'atmosphère. Dans le mémoire de M. Marcet, que nous

avons déjà cité, se trouvent quelques observations qui s'accordent avec le principe que nous venons d'énoncer. Mais le refroidissement amène promptement la vapeur à la saturation et, par conséquent, à 100°. Rudberg pensait que la vapeur sort saturée du liquide, que sa détente abaisse la température à 100°, et que si elle paraît plus élevée quand le thermomètre est voisin du liquide, cela tient au rayonnement du liquide et aux gouttelettes qu'il jette constamment sur l'instrument.

680. *Distillation.* Lorsque le but de la vaporisation est de recueillir les liquides volatils, ou du moins ceux qui le sont le plus, l'opération porte le nom de *distillation*. L'appareil est toujours composé de deux parties distinctes : d'un vase où le mélange échauffé produit les vapeurs, et d'un autre de forme très-variable, qui porte le nom de *réfrigérant*, où elles se condensent. Dans les expériences de laboratoire, le réfrigérant est ordinairement un ballon (fig. 400), nu ou recouvert de linges mouillés. Dans le premier cas, le refroidissement est seulement produit par le contact de l'air. Lorsque l'opération se fait sur une plus grande échelle, le réfrigérant a souvent la forme d'un serpentin placé dans un vase plein d'eau, qu'on renouvelle d'une manière continue, ou seulement de temps en temps.

Quand le mélange renferme plusieurs liquides volatils sans action chimique l'un sur l'autre, chacun d'eux produit des vapeurs dont la densité et la force élastique peuvent se calculer d'après la théorie des mélanges de gaz et de vapeurs, qui est applicable aux mélanges de vapeurs seulement; car la somme des forces élastiques des vapeurs émises par les différents corps devra être égale à celle de l'atmosphère, et les tensions des vapeurs sont proportionnelles à celles des liquides à la température de l'ébullition du mélange : c'est, par exemple, ce qui a lieu quand on distille un mélange d'eau et d'essence de térébenthine. Mais quand les corps ont de l'affinité, les phénomènes deviennent bien plus compliqués, parce que, en supposant même que les vapeurs n'aient aucune action, celle que le liquide exerce sur elles trouble leurs rapports; cela arrive pour des mélanges d'eau et d'alcool; les vapeurs contiennent plus d'alcool que si l'eau et l'alcool étaient sans action. Dans le cas que nous considérons, on conçoit qu'en réitérant les distillations et en fractionnant les produits on puisse arriver à obtenir de l'alcool à un degré déterminé; mais il y a longtemps que cette méthode compliquée est abandonnée, et qu'on emploie des appareils d'une perfection remarquable, qui donnent immédiatement l'alcool à un degré voulu

de concentration; le vin y est introduit d'une manière continue et en sort de même, mais privé complétement d'alcool. Ces appareils, étant très-compliqués, exigeraient, pour être compris, de longs détails dans lesquels nous ne pouvons entrer.

La distillation ne peut jamais s'effectuer qu'à la température de l'ébullition, parce qu'à une température inférieure la vaporisation n'ayant lieu que par le renouvellement de l'air qui est en contact avec la surface du liquide, et ce renouvellement n'existant pas dans les appareils disposés comme ceux dont il est question, aussitôt que la totalité de l'air qu'ils renferment est saturé, l'évaporation s'arrête.

Au moyen des appareils (fig. 401 et 402) on rend bien évident le fait dont il est question. Tous deux sont en verre et hermétiquement fermés : le premier contient de l'eau ou un liquide très-volatil, et de l'air ; le second contient le même liquide, mais il a été purgé d'air. En faisant passer tout le liquide dans la boule *a*, et la chauffant un peu, et en refroidissant la boule *b*, il se produit une distillation dans l'appareil vide, et aucune dans celui qui renferme de l'air, du moins tant que la température n'a pas été assez élevée pour produire l'ébullition.

Dans tous les appareils d'évaporation et de distillation, la quantité de vapeurs formée dans un temps donné est proportionnelle à la quantité de chaleur qui traverse la chaudière; elle dépend, par conséquent, de la quantité de combustible consommée et de l'étendue de la partie de la chaudière qui est chauffée directement; elle est indépendante de l'épaisseur du métal de la chaudière [407], de la masse du liquide et de l'étendue de sa surface libre. Mais dans le cas de l'évaporation à une température inférieure à l'ébullition, la surface libre du liquide doit être en rapport avec la surface de la chaudière et la quantité de combustible consommé, quand il faut que la température du liquide ne dépasse pas une limite assignée.

681. *Ébullition à des pressions supérieures à celles de l'atmosphère.* Il résulte évidemment de l'influence de la pression sur la température de l'ébullition que nous avons constatée [659], que si on augmentait progressivement la pression à laquelle un liquide est soumis, son ébullition n'aurait lieu qu'à des températures croissantes. On peut effectuer cette augmentation de pression en faisant dégager la vapeur à l'extrémité d'un tube qui plonge dans l'eau ou dans un autre liquide, ou qui est fermé par un obstacle quelconque,

par exemple, par une soupape à ressort ou à poids. On pourrait aussi produire le même effet en faisant échapper la vapeur par un orifice dont on pourrait réduire à volonté la surface, la température de l'ébullition s'élèverait progressivement, en même temps le poids de vapeur qui s'écoulerait à chaque instant augmenterait aussi, à peu près proportionnellement à sa densité, et la température de l'ébullition du liquide deviendrait constante, quand, à chaque instant, la vapeur entraînerait autant de chaleur que le foyer en fournit à la chaudière.

682. La force élastique des vapeurs qui se forment dans des vases clos croissant avec une grande rapidité à mesure que la température s'élève, il en résulte que les vases fermés dans lesquels on soumet des liquides à l'action de la chaleur doivent être très-forts, et capables de supporter une grande pression. Mais quelle que soit leur résistance, s'ils étaient soumis à l'action d'un foyer ordinaire, et non à celle d'un bain à température contante, il arriverait nécessairement une époque à laquelle la force expansive de la vapeur l'emportant sur la résistance du vase, le briserait avec une violente explosion et projetterait au loin ses débris.

Pour limiter la pression qui peut être produite dans le vase, non-seulement quand il est exactement clos, mais quand il doit fournir de la vapeur à différentes tensions, on emploie différents appareils que nous allons décrire. Le plus simple et le plus usité consiste en une soupape adaptée à la partie supérieure du vase, et pressée de dehors en dedans par un ressort ou un poids équivalent à la pression que la vapeur exerce de dedans en dehors, à la limite que l'on ne veut pas dépasser. Pour peu que cette limite soit dépassée, la soupape est soulevée, la vapeur s'échappe, et la force élastique de celle qui se forme dans la chaudière devient stationnaire, pourvu cependant que l'orifice d'écoulement soit assez grand pour laisser écouler toute la vapeur qui se forme sous la pression-limite ; cette condition, pour être remplie, exige qu'on connaisse la quantité de vapeurs qui se produit dans un temps donné, et la vitesse d'écoulement de la vapeur en fonction de sa température et de sa force élastique. La vitesse d'écoulement de la vapeur se détermine de la même manière que celle des gaz comprimés [352].

La fig. 403 représente la coupe d'une soupape de sûreté dans sa plus grande simplicité : elle est composée d'un bouchon cylindrique garni d'nn petit rebord et placé dans une ouverture de même

forme; il est traversé par la tige *mn*, à laquelle sont suspendus les poids dont elle doit être chargée, et passant à travers une douille qui sert à en diriger le mouvement. Dans les chaudières des machines à vapeur, les soupapes sont pressées au moyen d'un levier mobile autour d'une de ses extrémités, qui s'appuie sur la soupape par la partie moyenne; l'autre extrémité est chargée d'un poids dont on fait varier l'effet en changeant sa position sur la tige (fig. 404). Le calcul du poids de la soupape dans chaque cas particulier est extrêmement simple, car la pression de l'atmosphère sur 1 centimètre carré est égal à $1^k,038$ [282]. Quelquefois, outre les soupapes de sûreté, on pratique sur la surface des chaudières des ouvertures circulaires, sur lesquelles on fixe des plaques d'alliage fusible à la température correspondante à la tension de la vapeur que l'on ne veut pas dépasser.

683. *Marmite de Papin.* On emploie souvent dans les laboratoires un appareil désigné sous le nom de *marmite de Papin.* Cet appareil, dont on se sert pour soumettre des corps dans l'eau ou un liquide quelconque à une très-haute température, est composé (fig. 405) d'un vase de fonte ou de cuivre ABCD, terminé supérieurement par un rebord sur lequel s'applique un couvercle M pressé par une vis dont l'écrou est percé dans un cadre de fer qui s'engage par ses extrémités sous les rebords A et B du vase; le couvercle est garni d'une soupape de sûreté *a*.

684. Pour soumettre les liquides à une température correspondante à une pression de 2 ou 3 atmosphères, on emploie des appareils plus simples qui diffèrent de la marmite de Papin, principalement par l'épaisseur des parois et par le mode d'application du couvercle. Le mode de fermeture suivant est un des plus ingénieux : la marmite, dont la forme est très-variable, est percée supérieurement d'une ouverture elliptique; le couvercle, de même forme, a ses deux axes plus grands d'un ou de deux centimètres; on l'introduit en présentant son petit diamètre au grand diamètre de l'ouverture de la marmite, ensuite on le retourne et on l'applique contre les bords inférieurs de l'ouverture; deux petits arrêts servent à le maintenir dans cette position; aussitôt que la vapeur se forme dans la marmite, elle presse le couvercle par sa force élastique, et la fermeture est d'autant plus parfaite que la vapeur a une plus grande tension.

685. L'écoulement de la vapeur formée sous une grande pression présente un phénomène fort singulier : lorsqu'on ouvre la sou-

pape d'une chaudière à vapeur, et qu'on place la main à 1/2 mètre de l'ouverture et dans le courant de vapeur, on sent peu de chaleur; ce phénomène provient de la dilatation que la vapeur éprouve en pénétrant dans l'atmosphère, dilatation qui, en vertu de la vitesse acquise, dépasse celle qui correspond à la pression de l'atmosphère et en diminue beaucoup la température. On conçoit d'après cela, que si de la vapeur ou un gaz comprimé se dégageait à une très-grande pression et à une température peu élevée, l'abaissement de température provenant de son expansion pourrait être très-grand. Nous reviendrons sur ce sujet en parlant des sources de froid.

686. Nous avons dit que, lorsque l'on échauffait un liquide renfermé dans un vase clos, l'atmosphère de vapeur qui se formait retardait continuellement l'ébullition jusqu'à une certaine température, à laquelle toute la masse se transformait en vapeurs. Il est évident que la température en question est celle pour laquelle la densité de la vapeur est égale à la densité du liquide multipliée par le rapport du volume du liquide à celui du vase. Ce fait a été constaté par M. Cagniard de la Tour; ce physicien a reconnu que l'éther se vaporisait en vase clos à 150° dans un espace moindre que le double de son volume, et produisait une pression de 70 atmosphères; que le sulfure de carbone se vaporisait à 210° en produisant une pression de 37 atmosphères. L'alcool et l'eau ont présenté les mêmes phénomènes. La température du changement d'état n'a point été déterminée; mais on a reconnu que le premier de ces liquides produisait une pression de 119 atmosphères en se vaporisant dans un espace à peu près trois fois plus grand, et le second a presque toujours brisé les tubes dans lesquels les expériences ont été faites : à cette haute température l'eau dépolit le verre en s'emparant de l'alcali qu'il renferme. L'appareil était composé de deux tubes de verre de différents diamètres disposés comme dans un baromètre à siphon; mais les deux extrémités étaient exactement fermées. La branche la plus courte renfermait du mercure et du liquide; la plus longue était pleine d'air ; l'appareil était chauffé dans un bain d'huile ou de mercure, dont on mesurait la température avec un thermomètre à mercure ou à air. La pression se déduisait du raccourcissement de la colonne d'air, au moyen de la loi de Mariotte et de celle de M. Gay-Lussac. Ces expériences présentent beaucoup de danger, à cause de la rupture fréquente des tubes; l'appareil doit être renfermé dans des ca-

ges de toile métallique, et il est prudent de se servir de masques de verre.

687. *Vaporisation et distillation à une pression inférieure à celle de l'atmosphère.* Si un liquide contenu dans une chaudière fermée, placée sur un foyer, était en communication avec une pompe à air en mouvement, l'air serait d'abord aspiré, et ensuite la vapeur à mesure qu'elle se formerait; alors la pression éprouvée par le liquide pourrait être très-petite, et l'ébullition aurait lieu à une température d'autant plus basse que la pompe aspirerait un plus grand volume de vapeurs. On obtiendrait évidemment le même effet si la chaudière communiquait avec un vase fermé, dans lequel on ferait une injection d'eau froide, ou qui serait environnée d'eau froide; mais il faudrait que la totalité de l'air que renfermaient primitivement la chaudière et le condenseur eût été expulsée : on y parvient facilement en faisant passer un courant de vapeur pendant quelques instants au travers de ces deux capacités. Cette disposition est employée dans certaines raffineries de sucre pour concentrer les sirops. On y trouve l'avantage d'opérer rapidement, sans le contact de l'air, et à une basse température, circonstances très-favorables pour éviter la transformation du sucre en mélasse.

688. *Vaporisation spontanée des liquides.* Nous avons maintenant à examiner les phénomènes qui accompagnent la vaporisation des liquides qui ne sont point soumis à l'action d'un foyer de chaleur, et qui a lieu par la tension qu'ils possèdent à toutes les températures. Il est évident que la vaporisation, dans le cas que nous considérons, abaissera la température de la masse liquide : car, les vapeurs renfermant une grande quantité de calorique latent, ce calorique devra être pris dans le liquide et dans les corps environnants. Si l'air et les corps ne communiquaient pas continuellement de la chaleur au liquide, son refroidissement pourra être indéfini; mais sa température devient stationnaire lorsque la perte de chaleur due à l'évaporation se trouve compensée par le rayonnement des corps extérieurs et l'échauffement dû au contact de l'air. Des expériences nombreuses constatent ces résultats théoriques.

Lorsqu'on met sur la main des corps très-volatils, tels que de l'alcool, de l'éther, leur vaporisation est accompagnée d'une sensation de froid. Quand on environne la boule d'un thermomètre d'une petite éponge ou d'un linge imbibé d'un liquide volatil, le thermomètre descend de plusieurs degrés. Le refroidissement serait encore

bien plus considérable si l'instrument était placé sous le récipient d'une machine pneumatique, duquel on absorberait continuellement les vapeurs, parce que, dans le même temps, il s'en formerait une bien plus grande quantité, et qu'on éviterait le réchauffement dû au contact de l'air. En plaçant les thermomètres dans un courant d'air, ou en les fixant à l'extrémité d'une fronde que l'on fait tourner rapidement, on obtient promptement le maximum du froid dû à l'évaporation dans l'air; mais le refroidissement diffère peu, du moins quand l'air n'est pas très-sec, de celui qui se produirait quand l'air et le corps sont en repos [607].

Le procédé qui est usité en Égypte et en Espagne pour rafraîchir l'eau est fondé sur le froid produit par l'évaporation spontanée : on emploie des vases poreux, à travers lesquels l'eau suinte lentement et présente à l'extérieur une grande surface humide qui facilite son évaporation aux dépens de la température du vase et de l'eau qu'il renferme. On obtient le même résultat en exposant à l'air des vases métalliques pleins d'eau et recouverts de linges mouillés. Au Bengale, on met sur les croisées des branchages mouillés; l'air, passant au travers, se refroidit en se chargeant de vapeurs : on obtient ainsi un abaissement de température qui va de 10° à 15°, à cause de la grande sécheresse de l'air.

Nous terminerons l'enumération des faits qui viennent à l'appui du phénomène dont il est question, par l'exposé de la belle expérience de Leslie, dans laquelle ce célèbre physicien est parvenu à congeler l'eau par le refroidissement provenant de l'évaporation spontanée. L'appareil consiste (fig. 406) en une large capsule de verre ou de porcelaine remplie d'acide sulfurique concentré; au-dessus se trouve une capsule métallique très-plate, pleine d'eau, soutenue par trois pieds qui s'appuient contre les bords de la capsule de verre; l'appareil est placé sous le récipient d'une bonne machine pneumatique dans lequel on fait le vide : l'acide sulfurique, ayant une très-grande affinité pour l'eau, s'empare de la vapeur à mesure qu'elle se forme, de sorte que, l'émission de vapeur étant presque aussi rapide que si l'espace vide était indéfini, dans un temps très-court l'abaissement de température de l'eau est suffisant pour la congeler.

On peut obtenir le même effet en remplissant d'eau la boule d'un thermomètre, et la plaçant dans un petit vase renfermant de l'éther : après un petit nombre de coups de piston, l'abaissement de température de l'éther non vaporisé est suffisant pour congeler l'eau.

On peut même, par ce procédé, congeler le mercure ; pour cela on environne la boule d'un thermomètre d'une petite éponge imbibée de sulfure de carbone, et on fait le vide dans l'espace environnant.

Mais le froid qui se produit par l'évaporation dans le vide a aussi une limite qui dépend de la température des corps environnants : car l'équilibre de température s'établit quand la quantité de chaleur perdue par la vaporisation est égale à la quantité de chaleur fournie par les corps extérieurs. Ainsi, on peut reculer cette limite en abaissant la température des corps extérieurs. M. Gay-Lussac est parvenu à congeler le mercure par l'expérience de Leslie, en environnant la cloche d'un mélange frigorifique.

On peut produire la congélation de l'eau d'une manière plus simple, imaginée par le docteur Wollaston. *abcd* (fig. 407) est un tube terminé par deux boules M et N, hermétiquement fermées, dont on a complétement expulsé l'air, et qui contiennent une certaine quantité d'eau. Nous avons déjà indiqué plusieurs fois de quelle manière on satisfait à ces conditions. Si on plonge la boule M dans un mélange frigorifique, la vapeur se condensera ; et comme elle se renouvellera sans cesse, la température de l'eau renfermée dans la boule N ira continuellement en diminuant, et cette eau finira par se congeler.

689. La chaleur absorbée par la vaporisation est une cause permanente de refroidissement du corps humain : car la transpiration cutanée donne naissance à une très-grande quantité de vapeurs qui se forment aux dépens de la température du corps. Il paraît que c'est en grande partie à cette cause qu'est due l'uniformité de température du corps humain dans tous les climats, car la transpiration est d'autant plus abondante que la température du climat est plus élevée.

690. L'évaporation d'un liquide à l'air libre dépend à la fois de la température, de l'état hygrométrique et de l'agitation de l'air. Elle augmente avec sa température et son agitation, et on admet que, toutes les autres circonstances étant les mêmes, elle croît proportionnellement à la tension du liquide diminuée de celle de la vapeur existant dans l'air. L'influence de la température est évidente ; celle de l'état hygrométrique se conçoit facilement : car l'évaporation serait nulle si l'air était saturé, et elle serait la plus grande possible s'il était parfaitement sec. Quant à l'influence du mouvement, il faut remarquer que, lorsqu'un liquide est en contact avec

de l'air en repos, la couche d'air qui est à la surface du liquide se sature rapidement de vapeurs. Si cette couche restait immobile et conservait la vapeur qu'elle a reçue, l'évaporation s'arrêterait; mais ces couches saturées s'élèvent par leur légèreté spécifique, et une portion de la vapeur s'en sépare pour se porter dans les couches supérieures; de sorte que la vapeur reçue par l'air en contact se dissipe, et l'évaporation continue. Mais, comme ce mouvement est très-lent, l'évaporation l'est également. On conçoit, d'après cela, que, si l'air est agité, les couches en contact avec le liquide étant continuellement renouvelées, la cause du retard de l'évaporation que nous venons de signaler sera d'autant plus diminuée que l'agitation sera plus grande, et l'évaporation devra devenir plus rapide, et même atteindre celle qui aurait lieu dans le vide. Cette activité de l'évaporation par les courants d'air se vérifie tous les jours sous nos yeux.

Si l'air calme se trouvait à une température plus élevée que le liquide, l'évaporation se ferait plus rapidement, et d'autant plus que la différence de température serait plus grande, parce que la diffusion des vapeurs se ferait en moins de temps, et que l'air admettrait une plus grande quantité de vapeurs pour sa saturation. Enfin, quand le liquide est à une température constante beaucoup plus élevée que l'air environnant, calme ou constamment au même degré d'agitation, Dalton a trouvé que la quantité de vapeurs fournies dans le même temps est proportionnelle à la tension du liquide. Dans ce cas, l'état hygrométrique de l'air n'a pas d'influence sensible, parce que la tension de la vapeur qui s'y trouve est très-petite relativement à celle de la vapeur que produit le liquide; mais quand la différence de température du liquide et de l'air est nulle ou légère, l'influence de l'état hygrométrique de l'air sur l'évaporation devient sensible, et les quantités de vapeurs fournies dans le même temps sont alors proportionnelles à la différence des tensions du liquide et de la vapeur en dissolution dans l'air. Dans tous les cas possibles d'évaporation par le seul contact de l'air, l'évaporation est évidemment proportionnelle à la surface en contact avec ce fluide.

691. *Chaleur latente des vapeurs.* Nous avons dit précédemment que les liquides, en se transformant en vapeurs, rendaient latente une grande quantité de chaleur. La détermination de cette quantité est très-importante; elle peut se faire de plusieurs manières différentes. Le procédé qui paraît le plus simple consiste à vapo-

riser le liquide renfermé dans une cornue A (fig. 408), et à condenser les vapeurs dans un récipient B, plein d'eau, dont on connaît le poids et la température primitive : en déterminant après un certain temps les accroissements de température et de poids, on en déduit facilement la chaleur latente. Mais, pour que les résultats soient exacts, il faut tenir compte de la chaleur perdue par le refroidissement pendant l'opération, ou, ce qui est plus commode, éviter ou du moins atténuer cette cause d'erreur par la méthode de Rumford.

En désignant par m le poids de la vapeur condensée; par m' celui de l'eau, y compris le poids de l'enveloppe multiplié par sa capacité calorifique; par t la température primitive de l'eau, par t' celle de la vapeur; par θ la température du mélange, et par L la chaleur latente de la vapeur, on aura évidemment

$$mL + m(t' - \theta) = m'(\theta - t).$$

Ce procédé est facilement applicable à la vapeur d'eau; celui que nous allons décrire est plus exact, et peut être employé pour toutes les vapeurs. A la sortie du vase où elle s'est formée, la vapeur passe dans un serpentin SS (fig. 409), renfermé dans un réfrigérant cylindrique de cuivre mince, et terminé par un réservoir MN isolé dans le vase; ce réservoir reçoit la vapeur condensée dans le serpentin, et communique avec l'air par le tube mn. Un agitateur pq est destiné à établir l'uniformité de température dans toute la masse d'eau, température qui se mesure à l'aide de plusieurs thermomètres T, T'. Cette méthode exige aussi que l'on tienne compte de la chaleur absorbée par le vase et de la chaleur perdue pendant l'opération, ou que l'on emploie la méthode de Rumford; en arrêtant l'opération à un instant quelconque, le liquide volatilisé se trouve renfermé dans le réservoir MN, et l'on peut facilement en déterminer le poids.

En conservant la même notation que précédemment, et en désignant par c la capacité calorifique du liquide, on aura

$$mL + mc(t' - \theta) = m'(\theta - t).$$

C'est par cette dernière méthode que M. Despretz a trouvé les résultats consignés dans le tableau suivant :

Chaleur latente des vapeurs d'après M. Despretz.

NOMS des substances.	CHALEUR totale depuis 0°.	CHALEUR latente.	CHALEUR totale en eau.	DENSITÉ par rapport à celle de l'air à la même température.	DENSITÉ de la vapeur au point d'ébullition par rapport à l'air à 0°.
Eau.....	631	531	631	0,623	0,451
Alcool.....	410,7	331,9	255	1,613	1,258
Ether sulfurique.	21	174,5	109,3	2,586	2,280
Essence de téréb.	323	166,2	149,2	5,013	3,207

Les nombres de la première colonne représentent le poids du même liquide qui serait échauffé de 1° par la condensation et le refroidissement à 0° de l'unité de poids de vapeur ; la seconde contient le poids du liquide de même nature dont la température serait élevée de 1° par la chaleur dégagée de la condensation de l'unité de poids de vapeurs, passant à l'état liquide en conservant la même température; la troisième exprime la quantité d'eau que la chaleur latente de la vapeur et celle du liquide se refroidissant à 0° pourraient échauffer de 1°, c'est-à-dire le nombre d'unités de chaleur.

A l'inspection de la 3e et de la 5e colonne, on voit qu'un liquide parvenu au point d'ébullition exige d'autant moins de chaleur pour se réduire en vapeurs, que la densité de sa vapeur est plus grande, et que les chaleurs latentes des diverses vapeurs sont sensiblement en raison inverse de leur densité au point d'ébullition.

692. D'après Rumford, la chaleur de vaporisation de 1 kilogr. d'eau est de 557 unités de chaleur ; d'après Dulong, de 543; d'après Clément et Désormes, de 550; d'après Southern, de 530; d'après Watt, de 522; d'après Lavoisier et Laplace, de 555.

693. Suivant Clément et Désormes, la quantité totale de chaleur nécessaire pour chauffer et vaporiser ensuite à une température quelconque 1 kilogr. d'eau primitivement à 0° est égale à 650 unités de chaleur. Ainsi le calorique de vaporisation diminuerait à mesure que la température de la vaporisation serait plus élevée; il serait de 550 à 100°, et nul à 650°; d'après Southern, au contraire, le calorique de vaporisation serait constant et, par conséquent, la quantité totale de chaleur renfermée dans la vapeur croîtrait avec sa température. Aucun de ces deux résultats n'est appuyé sur un nombre suffisant d'expériences pour être admis.

Les expériences relatives à la chaleur latente de la vapeur pré-

sentent deux causes d'erreur principales : la vapeur entraîne toujours avec elle de l'eau à l'état de petits globules, et l'eau du calorimètre reçoit une certaine quantité de chaleur par le tuyau qui amène la vapeur. M. Regnault a étudié cette importante question; son appareil, construit sur une grande échelle, est disposé de manière à éviter ou à tenir compte de toutes les causes d'erreur qui avaient été négligées, et à donner les chaleurs latentes de la vapeur à de hautes pressions. Mais son travail n'ayant point encore été publié, nous nous nous contenterons de rapporter quelques résultats qu'il a indiqués dans son cours du collége de France.

1/5	atmosphère.....	620	5	atmosphères.....	652
1	—	636	10	—	663
3	—	647	15	—	678

Ces nombres représentent la chaleur latente de la vapeur, augmentée de celle qui est dégagée par l'eau pour se refroidir de la température de la vapeur à celle de la glace fondante. La connaissance de la chaleur spécifique de l'eau à différentes températures serait alors indispensable pour obtenir la chaleur latente de la vapeur. D'après ces expériences, la loi de Clément est évidemment inexacte, et il en est de même de celle de Southern; car à 15 atmosphères la température de la vapeur étant de 200°, la chaleur totale serait égale à 730°.

Retour des vapeurs à l'état liquide.

694. Lorsque l'espace occupé par une vapeur en est saturé, le plus petit abaissement de température ou la plus légère augmentation de pression suffit pour en faire repasser une partie à l'état liquide. Mais si cet espace n'était point saturé, la vapeur pourrait supporter sans se liquéfier un abaissement plus ou moins grand de température et une augmentation plus ou moins considérable de pression; et dans ces changements sa force élastique suivrait la loi de Mariotte [310] et la loi de M. Gay-Lussac [566]. L'espace occupé par une vapeur peut ne pas être saturé, parce qu'ayant été saturé originairement, la température a augmenté, ou que la pression a diminué, ou enfin parce qu'il a éprouvé l'influence simultanée de ces deux causes. Il résulte de là que, s'il existait des liquides dont l'ébullition, sous la pression de $0^m,76$, eût lieu à une température très-basse, par exemple de 100° au-dessous de zéro, l'espace saturé de vapeurs à cette température, amené à des températures supérieures à zéro, renfermerait de la vapeur extrêmement raré-

fiée, qui ne pourrait passer en partie à l'état liquide que par un abaissement de température de 100° au-dessous de 0°, ou par une pression qui lui donnerait la même densité, ou par l'effet simultané de ces deux causes. Il paraît que le cas que nous venons de supposer est celui de tous les gaz que nous avons désignés sous le nom de permanents : car un grand nombre d'entre eux ont été liquéfiés par une forte pression ou un grand abaissement de température; et il est très-probable que si jusqu'ici les autres n'ont pas été ramenés à l'état liquide, c'est que les moyens de compression ou de refroidissement n'ont pas été assez puissants. Ainsi, nous devons regarder les gaz comme des vapeurs très-dilatées, dans les circonstances ordinaires de pression et de température, et qui seraient fournies par des liquides dont l'ébullition n'aurait lieu à la température ordinaire que sous des pressions beaucoup plus grandes que celle de l'atmosphère, ou qu'à des températures très-basses, sous la pression de $0^m,76$.

695. D'après ce qui précède, les vapeurs peuvent se condenser par le refroidissement ou par la pression. Dans le premier cas, il se développe des phénomènes qui peuvent facilement se déduire de ceux que nous avons reconnus dans la formation des vapeurs au moyen de la chaleur. Or, nous avons constaté qu'à toutes les températures celle du liquide était égale à celle de la vapeur qu'il formait : par conséquent, le liquide provenant de la condensation de la vapeur devra se refroidir en même temps qu'une nouvelle condensation aura lieu; de sorte qu'à chaque instant la quantité de vapeurs non condensées sera égale à celle que le liquide pourrait former à cette température; d'ailleurs, si le liquide ne se refroidissait pas à mesure que les vapeurs se condensent, il en émettrait de nouvelles jusqu'à ce que l'équilibre se fût établi. Il résulte de là que par le refroidissement on ne peut jamais condenser complétement une vapeur, et que l'espace dans lequel se fait la condensation est toujours saturé de vapeurs à une tension et à une densité correspondantes à la température du liquide condensé.

Considérons, par exemple, un vase inextensible, rempli de vapeurs à une certaine température : si on y injecte une certaine quantité d'eau froide de manière que le liquide après la condensation se trouve à 10°, la tension de la vapeur ne sera plus que de $9^{mm},16$, quelle qu'ait été d'ailleurs la tension initiale.

Quand on connaît la température et le poids de la vapeur, ainsi que la température et le poids de l'eau d'injection, il est très-facile de calculer la tempé-

rature et la tension finales. Soit T la tension de la vapeur, P son poids, t sa température, P′ et t' le poids et la température de l'eau d'injection, t'' la température commune de l'eau et de la vapeur après l'injection, et p, p', le poids de la vapeur et de l'eau. En admettant l'hypothèse de Southern, la quantité de chaleur qui se trouvait dans la vapeur était $(550+t)\,P$, celle qui se trouvait dans l'eau était $t'P'$; celle qui se trouvera dans l'eau après l'injection sera $p'\,t''$, celle qui se trouvera dans la vapeur sera $(t''+550)\,p$. Or, comme la quantité d'eau liquide ou en vapeur est constante, ainsi que la quantité totale de chaleur, nous aurons

$$P+P'=p+p', \text{ et } t'P'+(550+t)\,P=t''p'+(t''+550)\,p.$$

Substituant dans la seconde équation la valeur de p', tirée de la première, il vient

$$t'P'+(550+t)\,P=t''\,(P+P'-p)+(t''+550)\,p,$$

ou

$$t'P'+(550+t)\,P=t''\,(P+P')+550\,p;$$

d'où

$$t''=\frac{P't'+Pt+550\,(P-p)}{P+P'}\ldots\ (a).$$

Le second membre de cette équation renferme encore une quantité inconnue p, mais comme elle est toujours très-petite par rapport à P, en la négligeant on aura une première valeur de t'', la table, page 500, donnera la tension de vapeur correspondante, et par suite la densité qui permettra de calculer une valeur approchée de p; celle-ci substituée dans l'équation (a), conduira à une nouvelle valeur de t'' plus approchée que la première.

Si on demandait le poids P′ de l'eau d'injection, pour que la température après la condensation devienne t'', la formule (a) donnerait

$$P'=\frac{P\,(t-t'')+550\,(P-p)}{t''-t'}.$$

La valeur de p pouvant se déduire de la température t'' de la vapeur après la condensation, on pourra obtenir exactement la valeur de P′. Cette dernière question se présente dans la construction de toutes les machines à vapeur à condensation.

696. Quand la vapeur se condense sur un corps avec lequel elle ne se combine pas et qui est exposé à l'air libre, le maximum de température qu'il puisse atteindre est de 100°, parce qu'à cette température l'eau se réduirait en vapeur; mais quand la vapeur se condense sur un corps soluble dans l'eau, la dissolution peut être élevée jusqu'à la température de son ébullition.

697. Dans la condensation des vapeurs par la pression, il faut, comme précédemment, distinguer les vapeurs au maximum de densité et celles qui sont dilatées : dans le premier cas la liquéfaction commence par la plus faible augmentation de pression; mais dans le second elle ne se manifeste que quand, par la diminution de volume, l'espace a été amené à la saturation. Il serait difficile de con-

denser les vapeurs par une pression directe, parce que, la condensation dégageant beaucoup de chaleur, il faudrait que la pression fût très-lente, pour que la chaleur pût se dissiper à mesure qu'elle se développe.

698. *Emploi de la vapeur comme force motrice.* La vapeur d'eau est le moteur le plus puissant et le plus précieux que nous possédions, non-seulement parce qu'on est maître de lui donner le degré d'intensité qu'on désire, mais encore parce qu'on peut la produire partout, même sur les machines dont elle effectue le déplacement, comme les bateaux et les voitures.

L'étude approfondie des différentes espèces de machines à vapeur, des parties qui les composent, et de leurs effets utiles, sont uniquement du ressort de la mécanique industrielle; mais l'importance de ces machines nous oblige à entrer dans les détails nécessaires pour en faire comprendre les effets. Nous indiquerons d'abord les différentes méthodes qu'on peut employer pour faire mouvoir les machines au moyen de la vapeur; nous parlerons ensuite des chaudières, et nous décrirons quelques-unes des machines les plus généralement employées.

699. La méthode qui paraît la plus simple et la plus directe pour utiliser la vapeur comme force motrice consiste (fig. 410) en une chaudière A remplie d'eau, et fermée par un couvercle garni d'un tuyau qui vient déboucher près de la circonférence d'une roue à palettes MN. On conçoit que la vapeur, en sortant par l'orifice *o*, choque les palettes avec une force dépendante de sa vitesse et de sa densité, et imprime à la roue un mouvement de rotation qui peut ensuite être transformé en un mouvement quelconque. Cette machine fut découverte par l'Italien Brancas, vers 1628; elle n'est point employée, malgré sa simplicité, à cause du peu d'effet utile produit par la vapeur.

700. La vapeur peut aussi être employée par réaction d'une manière analogue à l'eau et à l'air. La fig. 411 présente la disposition la plus simple. A est une sphère métallique mobile autour des deux tubes *ab* et *a'b'*, dont les deux extrémités réunies communiquent avec une chaudière à vapeur M; la sphère est garnie de deux ou d'un plus grand nombres de tubes *m*, *n*, dirigés perpendiculairement à l'axe de rotation *aa'*, et qui sont percés d'un même côté de petits orifices latéraux *o*, *o'*. La vapeur qui se forme dans la chaudière passe dans la sphère, et, en s'échappant par les orifices *o* et *o'*, la fait tourner en sens contraire de l'écoulement. Cette machine est la première où

la vapeur ait été employée comme force motrice ; et on en attribue l'invention à Héron, cent vingt ans avant l'ère vulgaire. Elle est sans usage, par la même raison que la première que nous avons décrite. Dans ces deux machines la perte de travail est représentée par $pv^2 : 2g$, p étant le poids de la vapeur et v l'excès de vitesse de la vapeur sur celle des extrémités des ailes ou des orifices d'écoulement. Ainsi, à moins de donner à ces machines des vitesses très-grandes, elles n'utilisent qu'une très-petite partie du travail de la vapeur.

701. Toutes les machines qui sont maintenant en usage sont fondées, non sur l'effet résultant de l'écoulement de la vapeur, mais sur sa force élastique. Pour bien comprendre ce mode d'action, imaginons une chaudière à vapeur A (fig. 412), surmontée d'un cylindre métallique MNPQ, dans lequel se meut un piston X. La partie inférieure du cylindre communique avec la chaudière par un tuyau garni d'un robinet R ; et, au moyen d'un autre robinet R', on peut mettre la capacité intérieure du cylindre en communication avec l'air. Le piston étant d'abord au bas de sa course, et la vapeur à une température supérieure à celle de son ébullition dans l'air libre, supposons qu'on ouvre le robinet R, le robinet R' étant fermé : la vapeur pressera de bas en haut la surface inférieure du piston, et cette pression étant plus grande que celle que l'air exerce sur la surface supérieure, le piston montera avec une force égale à la différence des pressions qui agissent sur les deux faces. Par exemple, si la vapeur dans la chaudière était à 122°, la tension de la vapeur serait de deux atmosphères, chaque centimètre carré du piston serait pressé par une force égale à $1^k,03$: par conséquent, s'il avait 1 mètre de surface, la force d'ascension serait de 10300^k. Supposons maintenant que, le piston étant arrivé au sommet du cylindre, on ferme le robinet R et qu'on ouvre le robinet R' : la vapeur renfermée dans le cylindre s'échappera, et prendra en peu d'instants une force élastique égale à celle de l'atmosphère ; alors le piston, sollicité par son propre poids, reviendra à sa position initiale. En ouvrant de nouveau le robinet R et fermant le robinet R', on produira une nouvelle ascension du piston, et, par un mouvement contraire des robinets, une nouvelle descente : ainsi on donnera à la tige du piston un mouvement de va-et-vient, que l'on pourra transformer en un mouvement circulaire ou de toute autre nature. Mais cette disposition a un inconvénient grave : la force avec laquelle le piston monte et descend n'est pas la même. On pourrait la rendre égale en chargeant le piston d'un poids suffisant, qui di-

minuerait d'autant la force ascensionnelle, mais augmenterait de la même quantité celle de la chute. Le but serait encore atteint en faisant agir successivement la vapeur en dessous et en dessus du piston. Cette disposition de l'appareil est représentée fig. 413. Le cylindre MNPQ est exactement fermé; mais pour que le mouvement du piston puisse se communiquer au dehors, sa tige passe dans une boîte à étoupes fixée à la partie supérieure du cylindre. Il est facile de voir que, si on ouvre à la fois les robinets R et *r*, la vapeur s'introduira en dessous du piston et le fera monter, tandis que l'air renfermé dans le cylindre au-dessus du piston sortira par le robinet *r*; et si on ferme ces robinets quand le piston est arrivé au sommet de sa course, et qu'on ouvre en même temps les robinets R′ et *r*′, le piston descendra avec une force qui ne différera de celle qui a produit l'ascension que du poids du piston lui-même. Les quatre robinets pourraient être réduits à un seul, comme l'indique la fig. 414. La vapeur arrive à la chaudière par le tuyau *ab*; elle entre dans une boîte circulaire où aboutissent les deux tuyaux destinés à conduire la vapeur en dessus et en dessous du piston, et un petit tube latéral débouchant au dehors; cette boîte reçoit une pièce analogue à la clef d'un robinet, et qui est échancrée de manière à mettre toujours en communication le tuyau *ab* avec un des tuyaux *c* ou *d*, et l'autre avec l'orifice *e*. Alors, par le seul mouvement d'une tige fixée à cette pièce, on introduit la vapeur sur une des faces du piston, et on fait sortir celle qui se trouve sur l'autre.

702. Les dispositions dont nous venons de parler exigent nécessairement que la vapeur ait une tension de beaucoup supérieure à celle de l'atmosphère; mais on est parvenu à produire le même effet en faisant usage de la vapeur à une température peu élevée au-dessus de 100°. Le cylindre MNPQ (fig. 415) est ouvert à la partie supérieure; il communique par le bas avec la chaudière à vapeur, et au moyen d'un tuyau garni d'un robinet avec un réservoir d'eau froide *xy*. Le piston étant au bas de sa course, si on ouvre le robinet R, la vapeur, en pénétrant sous le piston, l'élèvera, en supposant que la pression de la vapeur dépasse celle de l'atmosphère de tout le poids du piston, ou que, dans le cas contraire, le piston tende à se relever par un contre-poids. Le piston étant arrivé au sommet du cylindre, si on ferme le robinet R, et qu'on ouvre le robinet R′ pendant un temps très-court, l'eau froide introduite condensera la vapeur, et la pression de l'atmosphère ramènera le piston à sa position initiale. On pourrait ainsi obtenir un

mouvement alternatif du piston comme précédemment; mais il y a encore ici l'inconvénient d'une force très-inégale dans les deux mouvements du piston, et il faudrait, de plus, des dispositions particulières pour enlever du cylindre l'eau d'injection et l'air que la vapeur entraîne avec elle, et qui, en s'y accumulant, finirait par s'opposer au jeu de la machine. Le premier inconvénient serait évité en employant deux appareils qui, agissant alternativement aux deux extrémités d'un balancier, produiraient dans celui-ci des mouvements capables des mêmes effets; mais on évite cette complication par une méthode analogue à celle de la fig. 414, en introduisant et condensant alternativement la vapeur en dessus et en dessous du piston. Pour éviter le refroidissement du cylindre dû à l'injection et, par conséquent, une perte de chaleur, la condensation s'effectue dans un cylindre séparé, qu'on désigne sous le nom de *condenseur*, d'où on enlève l'eau et l'air au moyen d'une pompe mise en jeu par le balancier. La fig. 416 présente cette disposition : le cylindre MNPQ, entièrement fermé, est en communication par ses deux extrémités avec le tube *ab*, qui amène la vapeur de la chaudière, au moyen des deux tubes *cd* et *ef*; la boîte circulaire où aboutissent ces trois tubes est garnie d'un quatrième tube *gh*, qui débouche dans un cylindre fermé *xyzt*; ce dernier communique avec un réservoir d'eau froide *mnpq*, et avec une pompe aspirante *su*, dont le piston est mis en mouvement par le balancier AB, à l'extrémité A duquel est fixée la tige du piston, et dont l'autre extrémité produit le mouvement que la machine doit effectuer. En tournant convenablement la clef du robinet K, on fait arriver la vapeur en dessus ou en dessous du piston, et on met l'autre partie du cylindre en communication avec le réfrigérant, où la vapeur se précipite et se condense : ainsi, par le seul mouvement alternatif de cette clef, toute la machine est mise en jeu.

Jusqu'ici nous avons supposé que le robinet d'introduction de la vapeur restait ouvert pendant toute la durée du mouvement du piston, et, par conséquent, que pendant ce mouvement, la force élastique de la vapeur restait constante et égale à celle de la vapeur dans la chaudière; mais on a reconnu par l'expérience qu'il y avait de l'avantage à fermer ce robinet avant la fin de la course, qui s'achève alors par la détente de la vapeur déjà introduite dans le cylindre. Dans certains appareils, la détente de la vapeur s'effectue en passant dans un second cylindre d'un plus grand diamètre que le premier.

703. D'après ce qui précède, on voit que les machines à vapeur peuvent être à simple ou à double effet, suivant que la vapeur agit d'un seul côté du piston ou de tous les deux; qu'elles peuvent être à basse ou à haute pression, avec ou sans condensation, avec ou sans détente, à un seul ou à plusieurs cylindres : de là un grand nombre d'espèces différentes de machines.

704. Les chaudières destinées à produire la vapeur peuvent être en tôle, en fonte ou en cuivre, mais la tôle est préférée; leur épaisseur doit être calculée de manière qu'elles puissent résister à une pression au moins dix fois plus grande que celle de la vapeur à la température à laquelle on veut la produire. Leur forme est très-variable; la plus avantageuse est celle d'un cylindre terminé par deux demi-sphères. Souvent, au-dessous des chaudières, on met des tubes de même métal, d'une plus grande longueur, exactement fermés, dont la capacité communique avec celle de la chaudière, et qui sont placés au-dessus du foyer; ces appendices portent le nom de *tubes bouilleurs.*

La fig. 417 présente la coupe d'une chaudière destinée à une machine à vapeur fixe, à basse pression, avec tous les appareils d'alimentation, de sûreté et d'écoulement de la vapeur. AA, chaudière cylindrique; B, foyer; C, porte du foyer; D, D, D, tuyaux de circulation de la fumée; E, cheminée; F, tuyau par lequel la vapeur sort de la chaudière et se dirige vers le cylindre. G, trou d'homme; c'est un grand orifice fermé au moyen d'une plaque et par lequel un ouvrier s'introduit dans la chaudière pour la nettoyer ou la réparer. H, douille garnie d'une soupape de sûreté et d'une plaque fusible. I, flotteur; *ii*, fil de cuivre auquel le flotteur est suspendu; *k k'*, levier mobile autour du point *o*, supportant le flotteur à une de ses extrémités, et à l'autre un poids qui lui fait équilibre; ce même levier sert d'attache à la tige *ll* de la soupape *x*, qui ferme la cavité *mnpq*, continuellement pleine d'eau : on voit par cette disposition que, quand le niveau de l'eau baisse dans la chaudière, la soupape *x* se lève et y laisse pénétrer l'eau du réservoir *mnpq*. *st*, tube fixé au fond du vase *mnpq*, et qui communique avec le cylindre MN, dont le prolongement plonge presque jusqu'au fond de la chaudière; le tube *st* étant ouvert, l'eau s'élève dans le tube MN à une hauteur proportionnelle à l'excès de la force élastique de la vapeur sur celle de l'air extérieur; L, flotteur soutenu par une chaîne qui passe à travers le tube *st*, s'enroule sur deux poulies fixes P, Q, et supporte à son extrémité une plaque

de fonte verticale RS, qui traverse le canal horizontal par lequel la fumée se rend à la cheminée; la longueur de la chaîne est déterminée de manière que, quand la vapeur a la force élastique désirée, la plaque RS laisse entièrement libre le passage de la fumée; alors, aussitôt que la pression augmente, l'eau s'élève davantage dans le tube MN, la plaque RS descend, diminue le passage de la fumée, par conséquent, le tirage, la combustion, et, par suite, la quantité de vapeur qui se forme dans le même temps; de sorte qu'au moyen de cette disposition, l'activité du foyer est dirigée par la pression même de la vapeur. *y*, petite soupape placée sur l'orifice du trou d'homme et en dedans de la chaudière, de manière à s'ouvrir quand la force élastique de la vapeur est plus petite que celle de l'air; elle a pour objet d'éviter la déformation de la chaudière par la pression extérieure quand elle se refroidit, car alors l'air y pénètre et y maintient la pression.

Nous avons présenté, dans les fig. 368, 369 et 370, une élévation et deux coupes des chaudières les plus usitées pour produire de la vapeur à haute tension (dont la force élastique varie de quatre à huit atmosphères); on voit qu'elles sont accompagnées de deux tubes bouilleurs. Les détails en sont faciles à comprendre d'après ce qui a déjà été dit. Cette disposition est employée aussi quand la vapeur est à basse pression, mais alors on supprime souvent les tubes bouilleurs.

Dans les bateaux à vapeur, les chaudières sont presque toujours rectangulaires, à foyers et *carneaux* intérieurs : on désigne ainsi les conduits dans lesquels les gaz qui proviennent de la combustion et la fumée circulent en abandonnant une partie de leur chaleur avant d'entrer dans la cheminée. Quant aux chaudières des locomotives, il en sera parlé à l'occasion de ces machines.

Quelle que soit la forme d'une chaudière, la partie de sa surface qui est échauffée ou directement par le foyer ou par la circulation de la fumée, doit avoir assez d'étendue pour qu'une grande partie de la chaleur produite soit utilisée, tout en conservant à la fumée, quand elle arrive dans la cheminée, une température assez élevée pour produire un bon tirage, et, par suite, une bonne combustion. Cette température varie de 200 à 400°, mais dans ces limites le volume d'air froid appelé varie très-peu [578]. Ces conditions sont remplies quand chaque mètre carré de surface chauffée produit moyennement de 15 à 20^k de vapeur par heure. Alors chaque kilogramme de houille vaporise environ 5^k d'eau. Lorsque les cheminées ont 10,

20,30 mètres de hauteur, chaque décimètre carré de section correspond à la combustion de $3^k,5$, $5^k,2$, $6^k,8$ de houille par heure. Les carneaux doivent avoir la même section, et la grille, ayant un quart de surface libre, a une section quatre fois plus grande. L'épaisseur des feuilles de tôle qui forment la chaudière augmente avec son diamètre. D'après une ordonnance de 1828, elle est déterminée par la formule $e = [36R(n-1) + 3000] : 10000$; e est l'épaisseur en centimètres, R le rayon exprimé de la même manière, et n la pression de la vapeur en atmosphères. La formule revient à donner aux chaudières une résistance dix fois plus grande que celle qu'elles doivent supporter, et en outre 3 millimètres. Les constructeurs dépassent toujours l'épaisseur exigée.

Toutes les chaudières à vapeur doivent être pourvues d'indicateurs du niveau de l'eau, d'appareils d'alimentation, de soupapes de sûreté et de manomètres. Il nous reste à donner quelques détails sur ces derniers appareils.

Pour les chaudières à basse pression, le manomètre consiste en un tube en fer (fig. 971) dont les deux branches verticales, de même diamètre intérieur, sont à moitié remplies de mercure; les variations de niveau du liquide sont indiquées par les mouvements de l'extrémité de la tige d'un petit flotteur en fer placé dans la branche extérieure; et il est clair que quand l'extrémité de cette tige monte d'un centimètre, par exemple, l'excès de la pression de la vapeur sur celle de l'atmosphère a pris un accroissement représenté par une colonne de mercure de deux centimètres. On a adapté pendant longtemps aux chaudières à haute pression des manomètres à air comme celui dont il a été question [317]; ils sont maintenant abandonnés, non-seulement à cause des corrections que leurs indications exigent par suite des variations de température, mais encore parce que le mercure s'oxyde aux dépens de l'air, dont la quantité devrait rester constante, et qu'en outre il arrive qu'une partie de cet air s'échappe quand il survient de grandes et brusques diminutions de pression dans les chaudières. De nouvelles ordonnances exigent que les manomètres soient toujours à air libre et de la forme représentée fig. 972. La pression est indiquée par le contre-poids m du flotteur. La cuvette qui termine la branche du siphon a pour destination de recevoir le mercure qu'un excès de tension de la vapeur chasserait hors du tube. Cette force élastique dépassant rarement cinq atmosphères, on voit qu'il suffit que le siphon ait une hauteur de 3 mètres à peu

près à partir du bas, ou de $2^m,50$ seulement au-dessus du niveau du tube de communication avec la chaudière. Comme cette partie du siphon est toujours remplie d'eau provenant de vapeur condensée, on comprend que si le flotteur s'élève de h, l'accroissement de la force élastique de la vapeur, en supposant les branches du siphon de même diamètre, sera représenté par une colonne de mercure ayant pour hauteur $2h$, moins une colonne d'eau de hauteur h, ce qui revient à une hauteur de mercure $2h - h : 13,59$, ou $2h \times 1,92$, 13,59 étant la densité du mercure. Ainsi les divisions de l'échelle qui porteront l'indication *centimètres* devront avoir pour longueur réelle 1 centimètre : 1,92. Pour diminuer l'amplitude des excursions du flotteur, on pourrait augmenter le diamètre de la branche extérieure; par exemple, le prendre égal à $D = md$, d étant celui de l'autre branche; alors l'accroissement de pression qui était représenté par $2h$ pour une variation h du niveau du flotteur, le serait par $h + h\ (1 - 1 : 13,59)\ D^2 : d^2$.

Le chauffeur doit constamment surveiller les appareils de sûreté et diriger avec soin l'alimentation du foyer et celle de la chaudière, de manière qu'aucune partie de la grille ne reste découverte, et que le niveau de l'eau dans la chaudière soit toujours maintenu au-dessus de la partie supérieure du canal de circulation de la fumée. Il faut que la chaudière soit souvent nettoyée extérieurement pour enlever la suie déposée, qui, par sa faible conductibilité, diminue la transmission de la chaleur. Elle doit l'être plus fréquemment encore à l'intérieur, pour enlever les dépôts produits par la vaporisation de l'eau, parce que ces dépôts, formant des couches compactes très-dures et adhérentes au fer, à une certaine épaisseur feraient rougir et oxyder les surfaces de la chaudière, sur lesquelles elles sont appliquées. On s'oppose à l'adhérence de ces matières en mêlant un peu d'argile à l'eau d'alimentation ou en la colorant légèrement par des bois de teinture. Lorsque les chaudières sont alimentées par de l'eau salée, comme dans les bateaux qui naviguent sur mer, l'eau de la chaudière doit être renouvelée aussitôt qu'elle a atteint le point de saturation.

Les chaudières éclatent quelquefois : l'eau bouillante et les débris de la chaudière et du fourneau sont projetés au loin avec une grande force, renversent les obstacles qu'ils rencontrent et produisent les plus funestes accidents. Ces explosions, heureusement rares, paraissent provenir principalement de trois causes : 1° de la surcharge des soupapes de sûreté qui aura permis à la vapeur

de prendre une tension supérieure à la résistance de la chaudière; 2° de l'altération de la tôle par suite de sa mauvaise qualité ou des dépôts formés dans l'intérieur de la chaudière; 3° de l'abaissement du niveau de l'eau dans la chaudière, car alors le métal a pu s'échauffer au rouge au-dessus de l'eau, et comme le fer, en prenant cette température, perd les 5/6 de sa ténacité, on conçoit que si la chaudière n'a pas un grand excès de résistance, elle éclatera nécessairement.

705. La fig. 418 représente une coupe d'une machine de Watt. La vapeur en sortant de la chaudière est amenée dans l'espace annulaire compris entre les deux cylindres concentriques AA et BB, par le tuyau Z, garni d'un régulateur *z*; cette disposition a pour objet de s'opposer au refroidissement du cylindre intérieur. La machine est représentée au moment où le piston est arrivé au sommet de sa course, et où le tiroir F vient de fermer l'ouverture d'admission D; ce tiroir prend bientôt la position indiquée par la fig. 419, et la vapeur pénètre au-dessus du piston. Pendant que le piston descend, la vapeur qui est au-dessous s'échappe par le conduit D et arrive dans le condenseur I par un conduit H; le condenseur I est en communication avec la pompe à air K. Quand le piston est arrivé au bas de sa course, le tiroir F descend au moyen d'un excentrique fixé à l'arbre du volant, qui agit sur un levier coudé : alors le conduit D se ferme pour le condenseur et s'ouvre pour recevoir la vapeur qui remplit le tiroir, tandis que le conduit E se ferme pour l'admission de la vapeur et s'ouvre pour le condenseur; alors le piston remonte, et la vapeur qui est au-dessus se précipite à son tour dans le condenseur : ce passage a constamment lieu par l'intérieur du tiroir quand le piston monte. Les fig. 419 et 420 donnent une coupe du tiroir sur une plus grande échelle dans les deux positions qu'il prend successivement. L, orifice d'injection de l'eau dans le condenseur; N, pompe à eau froide pour alimenter l'injection. La pompe qui alimente la chaudière, au moyen de l'eau chaude du condenseur, ne se trouve pas dans la figure, parce qu'elle est placée derrière la pompe à eau froide. O, combinaison de leviers destinée à conserver à la tige du piston sa verticalité; V, modérateur à force centrifuge, en communication avec l'arbre du volant, et qui règle l'ouverture d'introduction de la vapeur; lorsque le mouvement s'accélère, les boules s'écartent toujours davantage de l'axe, et la douille à laquelle sont fixées les tiges qui les supportent agit sur la clef du robinet d'admission de la vapeur, diminue l'orifice de

son passage, et modère le mouvement; P, bielle communiquant le mouvement à la manivelle Q; X, volant destiné à régulariser le mouvement.

On conçoit facilement que si la vapeur, étant à haute pression, n'avait accès dans le cylindre que durant une moitié, par exemple, de la course du piston, elle perdrait pendant l'autre moitié une partie croissante de sa force élastique : la machine serait à détente; que si on supprimait le condenseur, à la fin de la course du piston, la vapeur pourrait avoir la tension primitive ou une tension seulement un peu supérieure à celle de l'atmosphère, et alors la machine marcherait à pleine vapeur ou à détente, et sans condensation. Les dispositions des machines varient nécessairement dans ces diverses circonstances, et dans chacune, les constructeurs leur donnent souvent aussi des formes très-différentes.

706. Le travail de la vapeur [156] peut être calculé d'une manière très-simple Supposons d'abord que la machine soit sans détente, et désignons par h la tension de la vapeur si la machine est à condensation, ou, dans le cas contraire, l'excès de sa tension sur celle de l'atmosphère, et par S la surface du piston; si h est estimé en eau, la pression sur la surface du piston sera Sh, et en désignant par z le chemin qu'il parcourt en une seconde, le travail dans le même temps sera Shz ou Vh, V représentant le volume Sz de vapeur employée. Mais le mètre étant pris pour unité, l'unité de travail sera celui qui élèverait 1000^k à 1^m par seconde; le travail en kilogrammètres serait 1000 Vh ou Vh, en supposant que le volume soit estimé en décimètres cubes.

Quant au travail de la détente, en admettant que la vapeur, dans son accroissement de volume, suive exactement la loi de Mariotte, et en désignant par Z le rapport entre le volume de la vapeur après et avant la détente, il est exprimé par Vh. Log Z. 2,3026 pour les machines à condensation, et par Vh (log Z. 2,3026 — 10,32. Z : h) pour les machines sans condensation.

Mais ce travail théorique n'est jamais obtenu, à cause des pertes de travail dans la transmission du mouvement, et de celui qu'exigent les pompes à air et à eau dans les machines à condensation. Dans ces dernières marchant à une atmosphère 1/2, pour des puissances de 10 à 100 chevaux, le coefficient par lequel il faut multiplier le travail théorique pour obtenir le travail réel varie de 0,40 à 0,60. Les machines à cinq atmosphères sans condensation, mais à détente de 4/5, paraissent les plus avantageuses.

707. Nous donnons (fig. 973) la coupe verticale de la machine à moyenne pression le plus ordinairement installée sur les bateaux à vapeur, et qui est destinée à imprimer un mouvement de rotation aux roues à palettes placées sur les flancs du bâtiment. La vapeur arrive de la chaudière par la tuyau a, entre dans le tiroir S, pareil à celui des machines de Watt, et qui, tout en la distribuant alternativement

en dessus et en dessous du piston, établit en sens inverse une communication permanente entre le cylindre et le condenseur D; de ce dernier, l'air et l'eau sont continuellement extraits par la pompe Q, dite pompe à air, et refoulés dans la bâche R, dont l'eau s'écoule par le canal T. La tige du piston est fixée à une traverse horizontale, dont les extrémités portent deux bielles verticales qui impriment un mouvement oscillatoire à deux balanciers HH (un seul est représenté dans la figure); ceux-ci font agir les bielles I, et les bielles I les manivelles K, fixées sur l'arbre M, qui porte les roues à palettes N. Les bateaux destinés au transport des voyageurs font souvent plus de cinq lieues à l'heure dans les eaux mortes.

Les roues latérales des bateaux ayant de graves inconvénients, surtout pour les bâtiments de guerre, on les remplace maintenant par une autre disposition dont l'effet, pour être bien compris, exige quelques détails. Imaginons qu'une ligne droite, par exemple, d'un mètre de longueur, perpendiculaire à un axe, tourne autour de lui, elle décrira la surface d'un cercle; mais si, en même temps qu'elle tourne, elle s'avance uniformément sur l'axe, de manière qu'après sa rotation complète elle se soit avancée de $0^m,20$, la surface qu'elle aura décrite, et qui porte le nom d'*héliçoïdale*, sera de même nature que celles qui terminent, perpendiculairement à l'axe, un filet de vis rectangulaire. Si on considère une surface héliçoïdale plongée dans un liquide, tournant autour de son axe dans le sens du mouvement que nous avons indiqué pour la produire; il est évident que, pour une rotation complète, chaque génératrice se sera avancée sur l'axe de $0^m,20$, et par conséquent que le liquide sera pressé en avant, de la même manière qu'il le serait par une surface circulaire égale à la projection de la surface héliçoïdale sur un plan perpendiculaire à son axe et qui aurait un mouvement de translation perpendiculaire au plan de $0^m,20$ pendant la durée d'une rotation de la surface gauche : alors cette surface prendrait nécessairement, ainsi que les corps qui en dépendraient, un mouvement opposé à la pression exercée sur le liquide. Voici maintenant de quelle manière ce mode de locomotion est employé : à l'arrière du navire, et dans le plan vertical qui divise le bâtiment en deux parties symétriques, se trouve un cadre en fer ayant la forme d'un triangle rectangle; l'hypoténuse est fixée au navire, et un des côtés, disposé verticalement, forme l'axe de rotation du gouvernail. Un axe en fer, partant du navire, traverse obliquement de haut en bas, et au-dessous du plan de flottaison, le cadre de fer où il est fixé dans des

colliers, de manière à se mouvoir facilement sur lui-même. Cet axe porte la surface héliçoïdale ordinairement en bronze, et reçoit un mouvement de rotation très-rapide de la machine à vapeur.

708. Parlons maintenant des machines employées sur les chemins de fer.

Considérons une voiture ayant une vitesse uniforme sur un chemin parfaitement horizontal, et imaginons qu'entre le moteur et la voiture se trouve un ressort en hélice : il s'allongera plus ou moins, suivant la résistance que présentera la voiture ; par des expériences préliminaires, on a pu déterminer les allongements du ressort correspondants à des tractions de 1, 2, 3.... kilogrammes ; par conséquent, à l'inspection du ressort, on pourra connaître à combien de kilogrammes correspond la traction nécessaire pour faire marcher la voiture. On a reconnu ainsi que cette traction est indépendante de la vitesse ; qu'elle est égale à une partie du poids de la voiture, variable avec l'état du chemin ; d'après Tredgold, pour une voiture ordinaire, elle est de 16 kilogrammes par tonne (1000 kilogr.) sur un chemin pavé, et sur les routes ordinaires elle varie de 22 à 73 kilogrammes, suivant l'état du chemin ; mais, sur les chemins de fer, la résistance est beaucoup plus petite : d'après M. de Pambour, elle est seulement de 1 : 233 de la charge, ou, à peu près, de 4 kilogrammes par tonne. Ce résultat seul fait comprendre un des avantages des chemins de fer ; mais le plus grand se trouve dans l'énorme vitesse que l'emploi de la vapeur permet d'atteindre.

Les convois des chemins de fer se composent de voitures attachées par des chaînes, pourvues de pistons à ressorts, pour atténuer les chocs, et mises en mouvement par une voiture qui précède ou qui suit, appelée *locomotive*, dont plusieurs roues reçoivent un mouvement direct de deux machines à vapeur qu'elle transporte avec elle. La limite de traction qu'elle peut produire est évidemment celle qui ferait tourner les roues sur elles-mêmes ; d'après M. de Pambour, elle est, par un temps sec, de 1/6 de son poids ; mais, par des temps humides, elle peut descendre à 1 : 20. Une locomotive, pesant ordinairement $8^t,5$, et $5^t,5$ étant portée sur les roues de derrière, les seules adhérentes à l'essieu, la limite de traction est de $5500^k : 6 = 916$ kilogrammes, et elle peut traîner un convoi de $916^k \times 1000 : 4 = 230,000^k = 230^t$. Quant au travail de la machine, en supposant qu'elle ne soit pas à détente, en négligeant la résistance de l'air et celle de la machine elle-même, elle sera en chevaux $T.4.v : 75$, T représentant le poids du convoi

en tonnes, et v la vitesse par seconde. Par exemple, si $T = 100$, et si la vitesse est de 36 kilomètres à l'heure, ce qui donne $v = 10$, le travail en chevaux sera $100.4.10 : 75 = 53$ chevaux. Si le chemin n'était pas horizontal, il faudrait calculer le produit Ph du poids du convoi par la hauteur à laquelle il aurait été élevé ou dont il serait descendu, et ajouter ce nombre au travail que nous venons de calculer, ou l'en retrancher, suivant que le convoi aurait monté ou serait descendu. Les pentes des chemins de fer dépassent rarement 1 : 90; il est facile de voir, d'après ce que nous avons dit des limites de traction, qu'au delà de 1/6, la locomotive elle-même, sans autre charge que son poids, ne monterait pas, ses roues tourneraient sur place.

709. Les fig. 971 et 972 représentent, la première une élévation, la seconde une coupe longitudinale de l'ingénieuse machine de Robert Stephenson, qui est généralement employée; la figure 973 est une coupe transversale de la chaudière. La chaudière A est circulaire; elle est précédée du foyer rectangulaire B, environné d'eau de tous côtés, et suivie d'une caisse C, qui communique avec la cheminée D; au-dessous du niveau de l'eau, la chaudière est traversée par une centaine de tubes de bronze *a, a, a,* de $0^m,05$ de diamètre, ouverts par les deux bouts, et que la fumée parcourt en partant du foyer pour se rendre dans la cheminée; *b* orifice d'accès de l'air; *c* cendrier; *d* grille; *e*, porte par laquelle on introduit le combustible dans le foyer. Le niveau de l'eau dans la chaudière est connu au moyen d'un tube de verre vertical fixé à chaque extrémité dans des tubes de cuivre courbés à angle droit; l'une débouche dans l'eau, et l'autre dans la vapeur. Une soupape de sûreté à ressort N limite la pression qui est moyennement de quatre atmosphères, et une autre P, pressée par un levier, permet de faire écouler à volonté la vapeur : en outre, un sifflet à vapeur, qui n'est pas indiqué sur la figure, sert au chauffeur pour donner le signal du départ et de l'arrivée. La vapeur produite par les surfaces qui environnent le foyer et par les tubes *a, a, a,* s'élève dans le dôme E, situé au-dessus de la chaudière, d'où elle s'écoule par le tuyau FFF, qui la conduit aux cylindres de deux machines jumelles placées au-dessous de la caisse C : une seule de ces machines est représentée dans la coupe. Les tiges des pistons sont articulées sur les bielles G, et celles-ci le sont elles-mêmes aux manivelles H, qui font partie de l'essieu des roues centrales; alors les mouvements alternatifs des pistons donnent un mouvement de rotation à l'essieu; mais pour que l'effort soit continu, les deux manivelles H forment

un angle droit : de sorte que, quand un des pistons est à l'extrémité de sa course, l'autre est au milieu. I sont deux excentriques qui, en agissant par les tringles *f* sur le levier *g*, font mouvoir les tiroirs de distribution *k*; la vapeur, peu ou point détendue, s'échappe par le tuyau L dans la cheminée, et par son impulsion produit un tirage puissant que la faible hauteur de la cheminée ne pourrait pas procurer. L'eau destinée à l'alimentation de la chaudière, ainsi que le combustible, sont portés par un wagon (*tender*), attaché derrière la locomotive; le réservoir d'eau communique avec la pompe d'alimentation M par un tube *g* garni d'un robinet *h*, qui sert à régler le volume de l'eau aspirée. Le chauffeur placé en avant du foyer, sur une espèce de balcon, peut tout diriger sans changer de place : il peut régler l'alimentation par la manivelle *i*, qui fait mouvoir le robinet *h*; le volume de vapeur qui est admis dans les cylindres, au moyen de la manivelle *k*, qui fait mouvoir le robinet d'admission dans le tuyau F; en tirant la tige *lm*, il empêche les excentriques d'agir sur le levier *g*, qui fait mouvoir les tiroirs, et peut alors agir directement sur les tiroirs, au moyen du levier *n*, articulé sur la tige *p*, et faire marcher la locomotive en avant ou en arrière. La puissance des locomotives varie de 25 à 50 chevaux, et la consommation de combustible est à peu près de 10 kilogrammes de coke par cheval et par heure, à peu près le double de celle des machines fixes.

Dans les pentes rapides, on remplace les locomotives par des machines fixes qui élèvent le convoi, à l'aide d'une corde s'enroulant sur un tambour. Quelquefois on se sert de la descente d'un convoi pour en faire monter un autre moins lourd, en les fixant aux deux extrémités d'une corde qui passe sur une poulie placée au sommet de la rampe.

Les roues motrices ayant à peu près 1,50 de diamètre, chaque coup double des pistons fait avancer la locomotive de $4^m,7$; en supposant qu'il y en ait un par seconde, le chemin parcouru dans une heure serait de $3600 \times 4,7 = 69200^m$, à peu près 7 myriamètres : la vitesse excède rarement 5 myriamètres, à peu près douze lieues de 4000^m. Lorsqu'il n'y a pas de vent, la résistance de l'air ne se manifeste que sur la voiture qui est en avant; d'après M. de Pambour, elle est à peu près de 8^k pour une vitesse de 19 kilomètres à l'heure, et augmente comme le carré de la vitesse. Les courbes qu'il est impossible d'éviter dans la construction des chemins de fer produisent une force centrifuge qui tend à faire sortir les wagons de

la voie et à les renverser, et dont la puissance est proportionnelle au carré de la vitesse, et en raison inverse du rayon de courbure de la courbe [38]. Ainsi, pour une courbe donnée, la vitesse du convoi a une limite qui ne peut pas être dépassée sans danger.

Récemment, on a essayé de remplacer les locomotives par des machines fixes, et voici comment. Parallèlement aux rails, et au milieu de leur distance, se trouve un tuyau de fonte dont les extrémités communiquent avec de puissantes machines pneumatiques mises en mouvement par la vapeur; le cylindre renferme un piston armé d'une tige à section lenticulaire, qui traverse une fente longitudinale régnant sur toute la longueur du cylindre; la fente est fermée par deux tuyaux de caoutchouc gonflés d'air, que des appendices, placés de chaque côté de la rainure, tiennent appliqués l'un contre l'autre. On conçoit d'après cela que, si on fait le vide à l'un des bouts du tuyau, et si l'air peut y pénétrer par l'autre, le piston, en vertu de la différence des pressions qu'il supporte, marchera, sa tige s'ouvrira entre les deux tuyaux élastiques un passage qui se fermera derrière lui, et si un convoi y est attaché, il sera entraîné par le piston. Cette disposition est celle de M. Halette; mais l'emploi de tuyaux gonflés d'air, pour former des joints parfaits, avait déjà été fait par M. Dumas dans des expériences sur la respiration. Ce nouveau mode de locomotion, qu'on nomme *système atmosphérique*, a l'avantage de ne pas permettre la rencontre de deux convois; mais il est d'une complication extrême, consommerait certainement plus de combustible que le système actuel, et ne pourrait réellement être mis en usage que pour franchir des pentes courtes et rapides.

710. Si on voulait employer directement la vapeur à élever de l'eau, on pourrait y parvenir par une méthode très-simple, représentée figure 421. AA est un tuyau communiquant avec une chaudière à vapeur, et avec un cylindre BB hermétiquement fermé; CC un tuyau fixé au fond du cylindre B, renfermant une soupape *m*, s'ouvrant de bas en haut, et plongeant dans l'eau qu'on doit élever; DD est un autre tuyau, partant du fond du vase B, et se prolongeant jusqu'au réservoir E, dans lequel l'eau doit être poussée : il renferme une soupape *n*, s'ouvrant de bas en haut; enfin GG est un petit tuyau destiné à amener de l'eau froide du réservoir E dans le cylindre B. En tournant le robinet *a*, on permet à la vapeur d'entrer dans le cylindre B; la vapeur et l'air sortent par le tuyau DD; si ensuite on ferme le robinet

d'admission *a*, et qu'on ouvre quelques instants le robinet d'injection *b*, la vapeur se condensera, la soupape *m* s'ouvrira, et le cylindre B se remplira d'eau; alors, en ouvrant de nouveau le robinet d'admission, la pression de la vapeur sur l'eau la forcera à s'élever dans le tuyau DD, et à passer dans le réservoir E, pourvu que la tension de la vapeur soit suffisante. On conçoit facilement que l'on pourrait faire mouvoir les robinets *a* et *b* au moyen de la chute d'une partie de l'eau élevée, ou par un flotteur, ou par les variations de température qui se développent dans le cylindre. Cette manière d'élever l'eau a l'inconvénient d'exiger de la vapeur à haute pression, et d'en condenser une partie par le refroidissement du cylindre qui a lieu à chaque aspiration, et par la surface froide de l'eau sur laquelle la vapeur agit; mais cet inconvénient disparaît complétement quand l'eau élevée doit ensuite être échauffée comme dans les établissements de bains.

On a fait beaucoup de tentatives pour construire des machines qui produiraient directement un mouvement de rotation; mais jusqu'ici elles ont été sans succès bien constatés. On a essayé l'emploi de la vapeur à une haute température pour lancer les projectiles; il paraîtrait qu'on y a réussi pour ceux qui ont un petit volume, mais il n'en est point ainsi pour les boulets, même du plus petit calibre. On a proposé aussi d'utiliser comme force motrice la vapeur d'autres liquides que l'eau, et principalement celle des liquides provenant des gaz liquéfiés par la pression, tels que l'acide carbonique liquide, qui à la température ordinaire possède une grande force élastique, et qu'une faible variation de température augmente d'une quantité considérable. Malgré l'économie probable de combustible que présenterait l'emploi de ces nouveaux agents, la complication des appareils, et la pression énorme sous laquelle la machine devrait fonctionner, sont des obstacles puissants qui jusqu'ici se sont opposés à des applications en grand, et on ne peut guère espérer qu'ils puissent être surmontés d'une manière satisfaisante dans les machines usuelles.

711. *Emploi de la vapeur comme moyen de chauffage.* La vapeur, lors de sa formation, absorbant une grande quantité de chaleur nécessaire à la constitution de son état de fluide élastique, et cette chaleur se dégageant par sa condensation, on conçoit facilement l'usage que l'on peut faire de la vapeur comme moyen de chauffage. On la forme dans des chaudières analogues à celles qu'on emploie pour les machines à vapeur; on la fait arriver

par des tuyaux de conduite dans le lieu où se trouvent les corps que l'on veut échauffer : en mettant la vapeur directement en contact avec ces corps, ou en la faisant circuler dans des tuyaux qu'ils environnent, la vapeur se condense, et la chaleur qui se dégage par cette condensation et par le refroidissement de l'eau résultant de cette condensation produit l'échauffement désiré.

Ce mode de chauffage peut servir pour les bains, les cuves de teinture, pour faire évaporer les liquides, pour chauffer l'air des appartements, des ateliers, des étuves, des serres, des séchoirs, etc. Quand les liquides qui doivent être échauffés peuvent sans inconvénient être mêlés avec de l'eau, on fait arriver la vapeur dans le liquide : c'est ce qui a lieu pour les cuves de teinture, etc. Dans le cas contraire, on fait arriver la vapeur autour du vase qui renferme le liquide, ou seulement dans un double fond ; ou bien on place dans le vase un tube, ordinairement disposé comme un serpentin, que l'on fait parcourir par la vapeur ; pour le chauffage des gaz, c'est toujours un moyen analogue au dernier que l'on emploie.

Le chauffage par la vapeur est souvent économique, parce qu'une seule chaudière à vapeur, et par conséquent un seul feu, peut échauffer un grand nombre de masses liquides ou d'air très-éloignées, qui, par les méthodes ordinaires, exigeraient souvent un foyer pour chacune, plus de combustible, de main-d'œuvre et de surveillance. En outre il est encore souvent très-avantageux, par cela seul que la température des corps ainsi échauffés ne peut pas dépasser une certaine limite, ce qui n'a point lieu par les procédés ordinaires.

712. La même méthode peut aussi être employée pour chauffer les ateliers, les édifices publics ; on fait circuler la vapeur dans des tuyaux ou dans des vases fermés placés dans les pièces qui doivent être échauffées. On conçoit maintenant que la chaleur de la vapeur pourrait servir à chauffer des réservoirs pleins d'eau qui, par la lenteur de leur refroidissement, maintiendraient, même pendant la nuit, une température sensiblement constante. Ce chauffage à eau chaude pourrait être obtenu sans l'intervention de la vapeur et par un seul foyer. Imaginons qu'on ait placé dans la cave d'un bâtiment une chaudière fermée, surmontée d'un tuyau qui s'élève jusque dans les combles, où il se termine par un réservoir ouvert ; que de ce réservoir partent plusieurs tuyaux qui descendent dans l'épaisseur des murailles, cheminent sous les planchers, communiquent

avec des réservoirs fermés, placés dans les pièces des divers étages, et enfin aboutissent à un tuyau commun qui pénètre dans la chaudière par la partie inférieure. L'appareil étant complétement rempli d'eau, si on chauffe la chaudière, la colonne d'eau, qui se trouve au-dessus, possédant une plus haute température que le reste, l'eau circulera continuellement dans l'appareil. C'est ainsi que sont chauffés, à Paris, le palais du quai d'Orsay, celui du Luxembourg, etc. Cette disposition paraît plus simple que la première; mais elle a un grave inconvénient : une fuite produirait de grands dégâts à cause de la pression considérable qui existe dans toutes les parties du calorifère et du grand volume d'eau en circulation, surtout si la fuite avait lieu pendant la nuit, ce qui est possible, la pression étant permanente; et les chances sont grandes, car les joints sont nombreux et logés dans les épaisseurs des murs et des planchers, où ils ne peuvent pas être surveillés. On conçoit d'ailleurs que, quelque bien construit que soit l'appareil, il est impossible que les joints restent toujours parfaitement étanches.

§ 8. *De la mesure des températures.*

713. Nous avons donné [469] la disposition générale des thermomètres à mercure; il nous reste à décrire les moyens qu'on emploie pour les construire, à parler des autres espèces de thermomètres, et des méthodes particulières qui, dans certaines circonstances, sont employées pour mesurer la température.

Instruments à échelles destinés à la mesure des températures.

714. *Thermomètre à mercure.* La première chose à faire quand on se propose de construire un thermomètre à mercure, c'est de choisir un tube de verre exempt de nœuds, un peu épais, pour qu'il offre de la résistance à la flexion, mais de diamètre intérieur capillaire et qui soit sensiblement constant; on reconnaît que cette dernière condition est remplie quand une bulle de mercure occupe le même intervalle, en quelque partie du tube qu'on l'amène. On se contente d'un à peu près pour les thermomètres ordinaires; mais quand il s'agit d'un instrument de précision, il faut le plus souvent essayer un grand nombre de tubes avant d'en rencontrer un qui soit convenable, et on se rend indépendant des faibles variations de diamètre intérieur en divisant la longueur du tube en parties d'égale capacité : nous croyons ne pouvoir mieux faire que de rapporter la

manière dont M. Regnault procède à cette importante opération, et décrite par lui dans ses cours.

715. Une colonne de mercure d'environ 2 centimètres ayant été introduite dans le tube, on le place sur la machine à diviser (fig. 4) en ayant soin que son axe coïncide avec celui du support qui doit servir plus tard à le faire tourner sur lui-même. Le chariot porte une lunette au foyer de laquelle se trouvent deux fils très-fins croisés à angle droit, et dont l'un, situé dans le plan de mouvement du tracelet, est perpendiculaire à la direction du tube : au moyen de la vis on fait marcher le chariot pour amener le fil à paraître tangent successivement à chacune des extrémités de l'index de mercure, et ayant noté sur un petit tableau préparé d'avance le nombre de tours et fractions de tour, on fait sur le tube, à l'encre rouge ou autrement, deux traits pour marquer approximativement la première position de la colonne de mercure ; puis, par de petites secousses, ou en inclinant un peu la machine, on amène le sommet gauche de l'index à la place qu'occupait le sommet de droite ; on s'assure avec facilité, à l'aide de la lunette, que cette condition est exactement remplie, et la longueur de la bulle de mercure, dans cette seconde situation, est déterminée, marquée et inscrite comme pour la première. Les mêmes opérations sont répétées jusqu'à ce qu'on ait employé toute la vis ; alors on ramène celle-ci et le tube en arrière pour appliquer à une portion suivante de ce dernier le même système de division, et ainsi de suite, pour la longueur de tube désirée. Il est bon de vérifier chaque mesure de la colonne de mercure en ramenant le fil de l'extrémité droite à l'extrémité gauche, et de s'assurer par là qu'il n'y a point eu de déplacement.

Cette première opération terminée, le tube est revêtu à chaud, sur toute sa surface, d'une couche mince de mastic de graveur, qui est assez transparent pour laisser apercevoir les points de repère marqués à l'encre rouge ; on assujettit de nouveau le tube sur la machine, et divisant par 10, 20 ou 30 les nombres écrits sur le tableau mentionné, les quotients seront les nombres de tours et fractions de tour, dont il faudra faire avancer le tracelet pour obtenir 10, 20 ou 30 parties d'égale capacité dans la longueur qu'occupait le mercure en ses différentes positions. Pour obtenir sur le verre un trait permanent et bien visible, aux endroits où la pointe du tracelet a enlevé le vernis, on expose le tube pendant huit ou dix minutes, dans une augette en plomb, aux vapeurs d'acide fluorhydrique, obtenues au moyen d'un mélange d'acide sulfurique et de spath-fluor

(fluorure de calcium) en poudre, légèrement chauffés. La division doit ensuite être vérifiée en introduisant dans le tube, successivement, des colonnes de mercure de différentes longueurs, les amenant dans diverses positions, et mesurant à chaque fois leur longueur et le nombre de divisions qu'elles comprennent. Si celles-ci sont bien d'égale capacité, une même quantité de mercure doit toujours en occuper le même nombre.

716. Le tube étant sensiblement cylindrique ou divisé en parties d'égale capacité, on souffle une boule à son extrémité, au moyen d'une lampe d'émailleur, ou bien on y soude un réservoir cylindrique d'un plus grand diamètre. Il faut alors remplir l'instrument de mercure distillé; pour cela on élargit l'extrémité supérieure en entonnoir A (fig. 424), dans lequel on met une certaine quantité de mercure; le tube étant très-capillaire, l'air qu'il renferme s'oppose à cette introduction; mais il est facile de voir qu'en tenant le tube vertical il tombera dans la boule une quantité de liquide d'autant plus grande que le tube aura une plus grande longueur, puisque l'air y sera plus comprimé, et le mercure cessera d'entrer quand le volume du gaz sera diminué dans le rapport de $p+h$ à p, en désignant par p la hauteur du baromètre, et par h la hauteur du tube; si alors on incline celui-ci de manière à le rendre presque horizontal, la pression exercée par la colonne de mercure deviendra très-petite, et l'air de la boule se dilatera et se dégagera en grande partie; le tube étant remis verticalement, un volume de mercure égal au volume d'air dégagé s'introduira dans le réservoir, et, en répétant cette expérience, on n'y laissera que quelques bulles d'air. Alors on chauffe fortement tout l'instrument, en le tenant peu incliné à l'horizon; jusqu'à ce que tout l'air et la vapeur d'eau qui y étaient retenus à la température ordinaire, aient été chassés; une ébullition assez prolongée est nécessaire. Après le refroidissement, le réservoir et une partie du tube se trouvent remplis de mercure, sans interposition d'aucune bulle d'air ni de vapeur. On s'assure alors si la quantité de mercure que l'on a introduite n'est pas trop grande ou trop petite pour les limites de température que l'instrument doit indiquer : il est évident qu'il faut que, pour les plus hautes, le mercure ne sorte pas du tube, et que, pour les plus basses, il ne rentre pas en totalité dans le réservoir. Ensuite on doit fermer l'instrument à la lampe; mais avant il faut en chasser tout l'air qui est au-dessus du mercure : car, s'il en restait, par l'agitation il pourrait s'introduire dans le mercure et interrompre la co-

lonne métallique. On parvient facilement à l'expulser en effilant le tube, chauffant jusqu'à ce que le mercure en occupe toute la longueur, et fermant brusquement à la flamme d'un chalumeau. Ordinairement on souffle un petit renflement à l'extrémité supérieure, afin qu'aux températures élevées le mercure puisse s'y loger; on évite par là une cause de rupture. Il reste à marquer les points qui correspondent aux températures de la glace fondante et de l'eau bouillante.

717. La détermination de la première limite n'exige qu'une seule précaution, celle de plonger tout l'instrument dans la glace ou la neige en fusion : car la température de leur fusion est entièrement indépendante de la nature et de l'intensité de la source de chaleur qui produit le changement d'état. Mais il faudra disposer l'appareil de manière que l'eau de fusion puisse s'écouler : car cette eau, si elle était en grande quantité relativement à la glace, pourrait avoir une température plus élevée.

M. Danger, qui s'occupe spécialement de la construction des thermomètres de précision, n'admet pas ce fait : il pense que l'air, interposé entre les fragments de glace grossièrement concassée, n'établit pas, aussi bien et aussi vite que de l'eau, l'uniformité de température; c'est pourquoi il emploie la glace pilée très-fin et mêlée d'eau, de manière à former une pâte molle; il en remplit un premier vase de porcelaine ou de verre qui est placé dans un autre plus grand plein de glace sans mélange d'eau, et percé au fond pour laisser écouler celle qui provient de la fusion; tous deux sont recouverts et fermés par un disque de bois ou de liége, dans lequel passent et sont soutenues les tiges des thermomètres. Le bain central se conserve très-longtemps, si on renouvelle la glace extérieure, et se maintient à une température parfaitement constante.

La détermination du second point fixe de l'échelle thermométrique exige plusieurs précautions; il faut : 1° employer de l'eau distillée, 2° la faire bouillir dans un vase métallique, 3° soumettre le réservoir et toute la colonne mercurielle à l'action de la vapeur. D'après ce qui a été dit antérieurement au sujet de l'ébullition, la nécessité de remplir toutes ces conditions est évidente. Il y a peu d'années encore, on se servait généralement d'une bouilloire en cuivre ou en fer-blanc à col long et cylindrique (fig. 425), dans laquelle les thermomètres étaient suspendus au moyen d'un bouchon, le réservoir à une petite distance de l'eau; la vapeur enveloppait les instruments et sortait ensuite par les évents *a* et *b*; quand le sommet de la co-

lonne de mercure restait stationnaire ou en marquait la position; mais comme le refroidissement du cylindre BC en abaisse la température, le thermomètre n'est pas dans une enceinte aussi chaude que la vapeur, et par conséquent la température du thermomètre n'est pas exactement celle de la vapeur. M. Regnault a répandu l'usage de l'appareil fig. 577, qui n'est point sujet aux inconvénients ci-dessus, ainsi que la simple inspection peut le faire comprendre, car le cylindre central est environné de vapeur qui s'oppose à son refroidissement. Le petit manomètre à eau *mn* est destiné à faire reconnaître si l'ébullition a bien lieu sous la pression atmosphérique du moment.

718. Le point fixe ainsi obtenu ne répond à 100° qu'autant que la pression est exactement de $0^m,76$; quand cette circonstance n'existe pas, et c'est ce qui arrive presque toujours, il faut avoir recours à la table de la page 500 pour connaître la température correspondante à la pression régnante; dans le cas où elle diffère peu de $0^m,760$, cette température est donnée avec une approximation suffisante par la formule $t^\circ = 100 \pm p : 27$, due à Humphry Davy, et dans laquelle p exprime la différence en millimètres entre la pression actuelle et $0^m,760$. A Paris, les valeurs extrêmes de p en dessous et en dessus de $0^m,760$ sont de 41 et 21 millimètres auxquelles répondent pour t les valeurs 98°,5 et 100°,8.

719. Pour juger sans erreur, à quelle division de la tige du thermomètre répond le 0° et le 100°, il est indispensable que le rayon visuel soit horizontal et tangent au ménisque de mercure; on peut pour cela se servir d'une petite lunette horizontale ayant au foyer un fil fin et également horizontal, ou plus simplement d'une petite douille cylindrique dans laquelle est engagé un bouchon que traverse la tige; on fait glisser le bouchon et, par conséquent, aussi la douille, jusqu'à ce que le plan de son bord supérieur paraisse tangent au sommet de la colonne de mercure.

720. Les limites extrêmes étant déterminées, si on a employé un tube sensiblement cylindrique, on divise l'intervalle en 100 parties égales; ou si le tube a été préalablement divisé en parties d'égales capacités, on prend note des numéros de l'échelle qui correspondent à la glace fondante et à l'ébullition de l'eau; et au moyen de ces nombres il est facile de trouver la température correspondante à une indication quelconque de l'instrument : car si n et n' désignent les divisions correspondantes au zéro, et au point T d'ébullition, un degré vaudra $(n' - n)$: T divisions; et, par consé-

quent, lorsque le mercure s'élèvera à la division n'', $n''-n$ divisé par la valeur d'un degré sera évidemment la température qui serait indiquée par un thermomètre dont la tige parfaitement cylindrique aurait été divisée en 100 parties égales entre les deux limites de la glace fondante et de l'eau bouillante.

Lorsqu'un thermomètre est construit et fermé, et qu'il a été bien purgé d'air, on peut vérifier si les divisions correspondent à des parties d'égale capacité, par un moyen très-simple qu'il est bon de connaître. On place le tube horizontalement, et on lui donne un petit mouvement brusque dans le sens de sa longueur : s'il n'est pas très-capillaire, une colonne de mercure se détache de la masse, et on la promène dans la longueur du tube, en mesurant à chaque position le nombre de divisions qu'elle occupe.

721. Il faut distinguer dans les thermomètres deux espèces de sensibilité : l'une qui fait apprécier de petites variations de température, l'autre qui permet aux instruments de se mettre promptement en équilibre de chaleur avec le milieu environnant. Pour obtenir la première, on doit donner aux tiges un très-petit diamètre intérieur, et aux réservoirs une grande capacité. Quant à la seconde espèce de sensibilité, elle exige au contraire que l'on réduise autant que possible la masse thermométrique; de sorte que le même instrument ne peut réunir à un haut degré ces deux qualités.

Quand les thermomètres sont destinés à indiquer de très-petites fractions de degré dans une partie restreinte de l'échelle des températures, on peut néanmoins conserver les points fixes 0° et 100°, et éviter de donner de grandes longueurs à la tige en soufflant vers le milieu un réservoir en forme d'olive, dont la capacité intérieure représente celle de la portion de tige qu'on a eu en vue de supprimer; en dessus et en dessous de ce renflement la tige est divisée en parties d'égale capacité par le procédé que nous avons indiqué [715]. On introduit dans le tube du mercure de manière qu'étant à 0°, il s'élève jusqu'à la $n^{\text{ième}}$ division, comptée à partir du bas de l'olive et en descendant; puis jusqu'à la $m'^{\text{ième}}$ et la $m^{\text{ième}}$ division, comptées à partir du haut du renflement et en montant. Si P'', P', P sont les poids du mercure que contient l'instrument dans ces circonstances, il est clair que $(P-P') : (m-m')$ est le poids p de mercure qui remplit une seule division; que le poids p' qui remplit le renflement est $(P'-P'')-(m'+n)\,p$, et que le volume intérieur du renflement équivaut à $(p' : p)$ divisions. Il ne reste plus qu'à régler définitivement la quantité de mercure qui doit rester dans le thermo-

mètre, et à déterminer les points fixes comme dans le cas où la tige est de diamètre uniforme dans toute sa longueur.

Il semble au premier abord qu'en possédant un thermomètre construit avec toutes les précautions indiquées, il n'y ait rien de plus facile que d'en faire d'également précis et dont les échelles comprennent telle partie qu'on voudra de l'intervalle des points fixes; qu'il suffise, par exemple, de placer les instruments à graduer à côté du thermomètre étalon dans un bain liquide à température graduellement croissante, et de marquer sur les tiges des premiers les indications du second. C'est là, en effet, ce que font les constructeurs pour les thermomètres vulgaires; mais il y a dans ce procédé une source inévitable d'erreurs, qui empêche de l'employer pour les instruments de précision. Quand une masse liquide se réchauffe ou se refroidit, un thermomètre qui s'y trouve plongé est toujours en retard ou en avance; aussi avons-nous vu, dans ce que nous avons rapporté des travaux de Dulong et Petit, et de M. Regnault, que ces physiciens ont toujours cherché autant que possible à rendre stationnaires, au moins pendant quelques minutes, les températures des liquides, quand il fallait les mesurer exactement, et que ce n'est pas chose facile, à quelque expédient que l'on ait recours; que les plus favorables consistent à agiter continuellement la masse liquide échauffée; à compenser son refroidissement au moyen d'une lampe placée au-dessous, à une distance déterminée par tâtonnement, et à le ralentir au moyen d'enveloppes peu conductrices; que les difficultés sont plus grandes, ainsi que les incertitudes, lorsqu'il s'agit de bains d'huile portés à des températures élevées. De là l'obligation de recommencer, pour chaque thermomètre de précision que l'on veut construire, toutes les opérations rapportées en parlant du thermomètre étalon.

722. *Précautions à prendre dans l'évaluation des températures au moyen des thermomètres à mercure.* La première, consiste à plonger le réservoir et toute la colonne de mercure dans le milieu dont on cherche la température. Quand cela n'est pas possible, il faut tâcher d'entretenir la partie non comprise dans le milieu à une température constante et connue. On peut alors faire comme il suit la correction nécessitée par cette circonstance. Soit x la température cherchée, T celle indiquée par le thermomètre, t celle du mercure dans la partie de la tige qui est au dehors du milieu de température x. m le nombre de degrés de cette partie, on aura évidemment

$$x = \mathrm{T} + \frac{m(x-t)}{6480}; \text{ d'où } x = \frac{6480\,\mathrm{T} - mt}{6480 - m}.$$

L'évaluation exacte de t offre aussi des difficultés; mais la formule qui

donne x nous montre que la valeur de ce dernier ne serait que très-faiblement influencée par une erreur de l'ordre de celles qu'on peut commettre sur t, m n'étant pas, en général, très-grand; du reste, on cherche à rendre cette erreur aussi petite que possible par des dispositions qui varient avec les circonstances, et dont nous avons vu des exemples.

En second lieu, quand il s'agit de lire l'indication d'un thermomètre qu'on a intérêt à connaître exactement, il est clair qu'il faut s'abstenir de le toucher avec les mains, et même d'en approcher la figure s'il est à nu; et quant à la lecture elle-même, elle se fait commodément et avec précision à l'aide d'une lunette, comme nous l'avons dit en plusieurs circonstances. Quand le thermomètre est plongé jusqu'au sommet de la colonne de mercure et à l'abri des rayonnements directs, on peut se servir, pour lire, d'une petite lunette de quelques centimètres portée par une douille qu'une vis et une cremaillère font mouvoir le long d'une plaque de cuivre blanchie, sur laquelle la tige du thermomètre est fixée au moyen de deux vis de pression.

Il doit paraître clair, d'après ce qui précède, que l'on ne peut mesurer la température d'un corps qu'autant qu'elle est sensiblement constante au moment de l'évaluation. Quand cette condition existe et que la masse du corps est peu considerable relativement à celle du thermomètre, la température indiquée par ce dernier est un peu trop faible; mais l'erreur est facile à calculer : désignons par M la masse du corps, m le poids d'eau, qui, pour s'échauffer d'un même nombre de degrés que le thermomètre, absorberait la même quantité de chaleur; par c la chaleur spécifique de M, et par t' la variation qu'a éprouvée le thermomètre; il est clair que la température du corps, avant l'introduction du thermomètre, était plus grande que l'indication de $(mt' : Mc)^\circ$.

723. *Différentes échelles thermométriques.* Le nombre des divisions comprises dans l'échelle thermométrique entre la glace fondante et la température de l'eau bouillante est de 100 dans le thermomètre centigrade, de 80 dans le thermomètre de Réaumur, et de 180 dans celui de Fahrenheit, dont on se sert en Angleterre. Dans les deux premiers, la division correspondante à la glace fondante est marquée 0°; dans celui de Fahrenheit elle est marquée 32°, et correspond au maximum de froid observé en Islande. Dans tous, l'échelle est étendue au delà de la température de l'ébullition par des divisions égales, et dans les deux premiers, au-dessous de 0, de la même manière.

Lorsqu'on donne l'indication d'un thermomètre, il est alors indispensable d'ajouter s'il est centigrade, Réaumur ou Fahrenheit. Il est d'ailleurs très-facile de trouver les indications correspondantes de ces trois instruments. En effet, pour transformer des degrés centigrades en degrés Réaumur, il est évident qu'il faut multiplier les premiers par 80 : 100 ou par 4 : 5, et pour les traduire en degrés Fahrenheit il faut les multiplier par 180 : 100 ou 9 : 5 et ajouter 32.

L'échelle de Fahrenheit est principalement en usage en Angleterre, dans l'Amérique du nord et en Hollande; l'échelle centigrade en France et dans le nord de l'Europe; l'échelle Réaumur est encore employée en France et en Espagne.

724. *Imperfection du thermomètre à mercure.* Il semblerait qu'un thermomètre à mercure construit avec tous les soins et toutes les précautions que nous avons indiquées, devrait être d'une exactitude parfaite. Il n'en est cependant point ainsi : l'irrégularité de la dilatation et de la contraction du verre et du cristal est une cause d'erreur, faible à la vérité, mais inévitable, et dont il est même impossible de déterminer l'influence. Ce défaut des thermomètres à mercure a été signalé depuis longtemps. En 1823, M. Flaugergues découvrit que le zéro se déplace dans les thermomètres les mieux construits, c'est-à-dire que ces instruments étant plongés dans la glace fondante, la colonne de mercure ne descend pas au point marqué 0° sur l'échelle; elle reste élevée au-dessus d'une certaine fraction de degré. Suivant M. Bellani, le déplacement du zéro irait toujours en augmentant pendant un certain temps qu'il a fixé à deux ans, après quoi le zéro resterait stationnaire. Plus récemment, M. Legrand s'est beaucoup occupé du phénomène dont il est question; nous rapporterons les principaux résultats de ses expériences.

Le déplacement du zéro a lieu dans les instruments maintenus à une température constante et dans ceux qui éprouvent toutes les vicissitudes de température de l'atmosphère; il atteint sa limite après des temps variables d'un instrument à un autre, mais qui ne paraît pas excéder quatre mois; sa grandeur n'est pas la même dans tous les instruments, et paraît dépendre moins de la forme des réservoirs que de la nature du verre, de son épaisseur et du recuit plus ou moins avancé qu'il éprouve dans les manipulations qui suivent l'ébullition du mercure. Dans les thermomètres dont le réservoir est en verre, le déplacement varie entre 3/10 et 5/10 de degré; dans les thermomètres à réservoir en cristal ou verre tendre, dit *émail*, il est plus petit. Le déplacement ne s'opère pas d'un mouvement uniforme, et c'est immédiatement après la construction de l'instrument qu'il est le plus grand; lorsqu'il est complétement effectué, si on chauffe le thermomètre jusqu'à l'ébullition du mercure, le zéro retombe au point où il était immédiatement après la construction, mais il remonte à la longue comme la première fois. Lorsqu'un thermomètre a été chauffé jusque vers 300°, et refroidi très-lentement, au moyen d'un bain d'huile, le zéro remonte beau-

coup plus qu'il n'aurait fait sans cela; le déplacement augmente avec la température et la lenteur du refroidissement; mais ces circonstances restant les mêmes, une seconde et une troisième opération n'y changent rien. Les thermomètres à réservoir en cristal, soumis à la même épreuve, offrent aussi un déplacement dans le zéro, mais il est moindre que pour les thermomètres à réservoir de verre : l'effet du recuit dépasse 1°, c'est-à-dire que le zéro remonte de plus de 1° en sus de ce qu'il aurait fait sans le recuit. Lorsqu'un thermomètre, dont le zéro est fixe, est chauffé à la température de l'ébullition du mercure (360°), le zéro peut être déplacé de 3°; un thermomètre chauffé à 300° et refroidi lentement n'éprouve plus de déplacement dans son zéro lorsqu'il est exposé à l'air pendant un temps quelconque. Un thermomètre ayant été recuit à 100°, si on le chauffe jusqu'à l'ébullition du mercure et qu'on le laisse refroidir dans l'air, le zéro redescend, mais non pas jusqu'au point où il était immédiatement après la construction. En recuisant de nouveau jusqu'à 300°, le zéro remonte au point où il était déjà parvenu; si on n'opère pas le recuit, le zéro remonte un peu, mais jamais jusqu'au point où le recuit le ferait arriver. Lorsque la température du recuit est notablement au-dessous de 300°, le déplacement du zéro est moindre, et il est possible que cela n'arrête pas celui qui se serait opéré de lui-même avec le temps. Le déplacement du zéro a lieu pour un thermomètre ouvert comme pour celui dont on a chassé l'air, soit qu'on abandonne l'instrument à lui-même, soit qu'on le fasse recuire dans l'huile; mais il est peut-être un peu moindre lorsque l'instrument reste ouvert.

On trouve dans les *Annales de Physique et de Chimie*, 3e série, t. v, les résultats d'un travail exécuté par M. Pierre sur la comparaison de trois couples de thermomètres à mercure, les uns à réservoir en verre, les autres à réservoir en cristal, tous construits avec le plus grand soin dans le laboratoire de M. Regnault. L'examen des tableaux qui renferment les nombres obtenus dans les diverses expériences, montre qu'en prenant le 0° d'un même thermomètre, le même jour plusieurs fois ou à des époques plus ou moins éloignées, lorsqu'il a été porté seulement à la température de l'air environnant, ou bien à 100° ou à 300°, ce point n'occupe jamais la même place, et que la variation peut aller jusqu'à 0°,4 et même 1°,5 pour le cristal; 0°,7 et 1°,15 pour le verre. Les plus grands déplacements ne se manifestent pas toujours quand le thermomètre a été soumis d'abord à la plus haute température. Il y a

plus : l'intervalle des deux points fixes, qui devrait rester constant, ne l'est réellement pas ; le changement peut aller à 0°,6 ; il est plus petit dans les instruments à réservoir de verre, et quand on a soin de prendre le 0° après le 100me degré. M. Pierre ayant comparé successivement les trois couples de thermomètres placés dans les mêmes circonstances, et s'accordant aux points fixes, a reconnu que, pour les températures intermédiaires, l'accord ne subsistait plus ; que ceux à réservoir de cristal étaient toujours en avance, quelquefois de plus de 0°,1, et qu'à des températures de 250° et 300°, la différence s'élevait à près de 3°, fait qui avait d'ailleurs été signalé par M. Regnault. Ce désaccord dans la marche provient, sans aucun doute, de ce que la loi de la dilatatien du cristal est moins rapide que celle du verre.

On doit nécessairement conclure de tout ce que nous venons de dire que le verre et le cristal ne prennent pas exactement, du moins dans un temps assez court, le volume qui correspond à leur température ; car il n'est pas douteux que les variations qui existent pour les points extrêmes de l'échelle ne se manifestassent également pour des points intermédiaires, si nous connaissions d'autres températures fixes entre 0° et 100°. Ainsi un thermomètre à mercure n'est pas même comparable à lui-même, puisque, dans des circonstances identiques, il ne reproduit pas constamment les mêmes indications. On comprend cependant que des thermomètres d'égales dimensions, construits avec les mêmes qualités de verre, de la même manière, et soumis aux mêmes variations de température, donneront des résultats peu différents ; mais on peut craindre qu'ils ne soient en avance ou en retard d'une quantité du même ordre de grandeur que les déplacements des points fixes. Il ne faut pas, cependant, s'exagérer l'incertitude des indications du thermomètre à mercure, car nous avons cité des résultats extrêmes que l'on n'a rencontrés que rarement ; dans le plus grand nombre des cas, les déplacements sont beaucoup plus petits, et il paraît permis de compter sur une évaluation de la température suffisamment exacte pour la plupart des expériences. Nous croyons devoir ajouter que, dans les thermomètres construits par M. Regnault, le réservoir est soufflé sur le tube même, circonstance qui évite les anomalies résultant de la soudure d'un réservoir fait à part, et que le zéro de ces instruments n'éprouve que de faibles déplacements.

Cette propriété du verre de ne pas reprendre le même volume aux mêmes températures se retrouve à un haut degré dans le zinc,

et il serait possible qu'elle existât à divers degrés dans tous les corps, par suite d'une résistance au déplacement des molécules analogue à celle que les corps éprouvent dans un milieu pondérable, et qui dans le mouvement se transforme en frottement.

725. Indépendamment des thermomètres à mercure à échelle, on peut encore déterminer la température d'un milieu par le poids du mercure qui sort d'un vase de verre, en passant de 0° à la température du milieu; les détails que nous avons donnés [666] nous dispensent d'insister maintenant sur ce sujet. Nous remarquerons seulement que dans les thermomètres *à poids* ou *à déversement*, désignation adoptée pour les instruments en question, les irrégularités de la dilatation du verre se manifestent de la même manière, et ont autant d'influence que dans les thermomètres proprement dits.

726. *Thermomètres à air.* Nous avons déjà parlé, et à plusieurs reprises, de l'usage de la dilatation de l'air pour déterminer les températures, et tous les appareils qui ont été employés pour obtenir le coefficient de sa dilatation pourraient l'être pour déterminer la température; les manipulations seraient les mêmes, et il suffirait de tirer la valeur de t des formules. Nous remarquerons que dans les thermomètres à air l'influence des inégalités de dilatation du verre est presque sans influence; car la dilatation de l'air pour 100° étant 0,366, et celle du verre 0,0026 [542], on voit que cette dernière n'est tout au plus que les 0,007 de la première.

727. Les thermomètres à air pourraient être disposés d'une manière plus commode et qui n'exigerait aucune manipulation, par exemple comme il est indiqué fig. 978 : la tige verticale débouchant dans un tube qui contient de la ponce imbibée d'acide sulfurique concentré, l'humidité ne peut pas alors s'introduire dans la tige, avantage doublement important, d'abord parce que, réduite en vapeur, elle changerait la grandeur de la dilatation de l'air, et ensuite parce que, déposée sur la paroi intérieure, elle gênerait les mouvements de l'index de mercure. Il est évident que dans le calcul il faut ajouter la longueur de cet index à la hauteur du baromètre pour avoir exactement la tension de l'air du réservoir A.

En désignant par V et V′, h et h' les volumes et les pressions à 0° et à t°, par k le coefficient de dilatation du verre, on aurait

$$V' = V\frac{h}{h'}(1+at)(1+kt); \text{ d'où } t^0 = \frac{V'h'-Vh}{Vh}\cdot\frac{1}{a+k},$$

en négligeant ak, quantité trop petite pour avoir une influence sensible.

728. On pourrait déterminer les points fixes comme pour le thermomètre à mercure, en les ramenant à ce qu'ils seraient à la pression $0^m,76$; déterminer le nombre de divisions correspondantes à 1°, et calculer une table de correction pour les variations de pression. Cet instrument serait très-probablement moins exact qu'un bon thermomètre à mercure, à cause de la variation de la capillarité aux extrémités de l'index, et surtout à cause de la résistance de la colonne à entrer en mouvement, résistance qui la maintiendrait tantôt trop haut, tantôt trop bas, et qui serait d'autant plus grande que le tube serait plus capillaire.

729. La fig. 979 représente une autre disposition dans laquelle le volume de l'air est sensiblement constant : il consiste en un réservoir A rempli d'air sec communiquant avec un tube recourbé plein de mercure, terminé par un petit appareil de dessiccation. Si le réservoir A est très-grand par rapport au volume maximum de la colonne de mercure, et cela est toujours possible, l'observation de la hauteur de la colonne de mercure et de celle du baromètre suffira pour faire connaître la température.

En désignant par h cette hauteur à 0° augmentée de celle du baromètre, par h' la même somme à t°, on aura

$$\frac{h}{h'} = \frac{1}{(1+at)(1+kt)}; \text{ d'où } t = \frac{h'-h}{h(a+k)},$$

en négligeant comme précédemment ak.

Cette méthode exigerait nécessairement que les hauteurs h et h' fussent ramenées à 0°. Elle ne serait pas, non plus, susceptible d'une extrême précision à cause de la variation de capillarité du tube et de la résistance du mercure à se mouvoir dans des tubes d'un petit diamètre. De 0° à 100°, la variation de la colonne de mercure serait d'environ $0^m,27$; ainsi chaque degré correspondrait au plus à $0^m,0027$, et on ne pourrait pas estimer avec sûreté des dixièmes de degré. En remplaçant la colonne de mercure par de l'acide sulfurique concentré ou par une huile fixe, les variations seraient beaucoup plus grandes; mais la correction relative à la densité du liquide présenterait plus d'incertitude.

Les thermomètres à air peuvent servir à déterminer la pression de l'atmosphère quand on en connaît la température, et ces instruments sont susceptibles d'être rendus très-portatifs et plus sensibles que les baromètres : ils portent à tort le nom de *sympiézomètres*, et méritent d'être connus.

Le sympiézomètre de M. Bunten se compose (fig. 980) d'un thermomètre à air A*abc*B, dont le réservoir A est logé dans celui d'un thermomètre à alcool ; la tige du premier, recourbée en *c*, se termine par un cylindre B d'un grand diamètre, ouvert par le haut, et renfermant de l'huile d'amandes douces colorée en rouge, qui s'élève dans la branche *ab* jusqu'au point *m*, et sépare l'air sec du réservoir A de l'air extérieur. Le thermomètre à alcool a été gradué de -20° à $+40^\circ$, au moyen d'un thermomètre étalon à mercure, et fait connaître exactement la température de l'air. Il est clair que si celle-ci ne changeait pas, et si la position du point *m* avait été déterminée par la pression de $0^m,76$, une variation *h* du point *m* correspondrait à une variation du baromètre égale à (h . 13,59 : d), d étant la densité de l'huile, et négligeant, bien entendu, les changements de niveau du liquide dans B, ainsi que ceux du volume de l'air dans A. M. Bunten gradue l'instrument d'une autre manière, beaucoup plus exacte : il place l'appareil dans la glace fondante, et l'extrémité de B en communication avec une cloche pleine d'air reposant dans une cuve à mercure, dans laquelle on peut faire varier le niveau, ou, ce qui est plus commode, avec l'appareil (fig. 383) employé par M. Gay-Lussac pour vérifier les lois des mélanges de gaz et de vapeurs ; et il détermine les positions du point *m* correspondantes à des pressions comprises entre $0^m,780$ et $0^m,760$; l'échelle est gravée sur une plaque de cuivre mobile le long du tube, et on détermine la position du point *m* sous la pression normale $0^m,76$, pour des températures comprises entre -10° et 30° ; cette nouvelle échelle est gravée sur le tube, et elle sert à déterminer la position de l'échelle mobile pour les différentes températures indiquées par le thermomètre à alcool. D'après les expériences de M. Izarn, les indications de cet instrument s'accordent d'une manière très-satisfaisante avec celles du baromètre ordinaire. Dans ce mode de construction, on suppose que l'échelle est la même pour toutes les températures, et il n'en est certainement pas ainsi ; pour obvier à cette cause d'erreur, M. Silbermann détermine l'échelle à 0° et à 30° ; après les avoir tracées sur la plaque de cuivre mobile, parallèlement et à une distance occupée par trente lignes également espacées, il joint les points de division correspondants par des lignes droites, et il obtient ainsi des échelles exactes pour des températures comprises entre 0° et 30°. Un curseur, garni d'une tige horizontale, permet facilement de lire sur l'échelle correspondante à la température.

730. *Thermomètre à alcool.* On emploie quelquefois à la place du mercure, de l'alcool coloré par l'orseille; mais la faible densité du liquide ne permet pas d'opérer de la même manière. Pour remplir l'instrument, on chauffe le réservoir et on plonge l'extrémité du tube dans l'alcool : par le refroidissement, une certaine quantité de liquide monte dans la tige et pénètre dans le réservoir; on chauffe de nouveau : les vapeurs chassent la plus grande partie de l'air, de sorte qu'en plongeant de nouveau l'extrémité de la tige, l'alcool s'élève et occupe presque complétement le thermomètre; il reste toujours une petite bulle d'air qu'on expulse en faisant tourner rapidement le thermomètre; le réservoir étant le point le plus éloigné du centre de rotation, la force centrifuge amène facilement la bulle à l'extrémité du tube. Alors on ferme le tube et on détermine les points fixes comme pour le thermomètre à mercure; l'atmosphère de vapeurs qui se forme à la partie supérieure du tube s'oppose à l'ébullition du liquide à 100°, quoiqu'il ait lieu dans l'air à une température beaucoup plus basse. La dilatation de l'alcool, de 0° à 100°, étant à peu près sept fois plus grande que celle du mercure, pour les mêmes réservoirs, les diamètres des tubes doivent être beaucoup plus grands, quand le thermomètre doit renfermer de l'alcool, que quand il doit être rempli de mercure.

731. La dilatation de l'alcool ne suivant pas la même loi que celle du mercure, et les alcools qu'on trouve dans le commerce n'étant pas identiques, il en résulte que les thermomètres construits avec ces liquides ne sont pas comparables au thermomètre à mercure, qu'en général ils ne sont pas comparables entre eux. Ainsi, dans les mêmes circonstances, ils peuvent donner des indications très-inexactes, à moins qu'on ait déterminé sur leur échelle un grand nombre de points rapprochés, en les plongeant dans des bains dont la température est donnée par un thermomètre à mercure. Pour les thermomètres ordinaires à alcool, on se contente de prendre le 0° dans la glace fondante, un autre point au-dessus, et on divise l'intervalle en parties d'égales longueurs. Il est important de faire remarquer que la dilatation de l'alcool étant beaucoup plus grande que celle du mercure, les variations des points fixes doivent être beaucoup moins sensibles dans les thermomètres à alcool que dans ceux à mercure.

On conçoit facilement que des thermomètres construits de la même manière, avec le même liquide, donneraient les mêmes indications dans les mêmes circonstances; mais il n'en serait plus

ainsi des instruments construits avec des liquides différents, car tous ne se dilatent pas suivant la même loi. Deluc a trouvé, pour les indications correspondantes de quatre thermomètres, l'un à mercure, et les autres à huile d'olive, à alcool et à eau, et portant les échelles de Réaumur, les nombres suivants :

Mercure.	Huile d'olive.	Alcool.	Eau.
80°	80	80	80
70	69,4	67,8	62
60	59,3	56,2	45,8
50	49,2	45,3	32
40	39,2	35,1	20,5
30	29,3	25,6	11,2
20	19,3	16,5	4,1
10	9,5	7,9	0,2
0	0,0	0,0	0,0
— 5	»	— 3,9	»
— 10	»	— 7,7	»

Pour déterminer en général les indications correspondantes des thermomètres construits avec divers liquides, M. Biot a employé la formule $T = At + Bt^2 + Ct^3$, dans laquelle t est le degré marqué par le thermomètre à mercure, T l'indication correspondante du thermomètre construit avec un autre liquide, A, B et C des constantes dont on détermine la valeur en mettant dans l'équation les valeurs de t et T, correspondantes à trois observations convenablement espacées.

732. *Thermoscopes et thermomètres différentiels.* Il a été question de l'usage de ces intruments [472]; nous avons maintenant à parler de leur construction et de leur graduation. Ils ne servent, comme nous l'avons dit, qu'à indiquer les différences de température auxquelles les boules sont soumises; de sorte que l'instrument étant placé dans un milieu à une température constante, terminé par une enceinte à la même température, son indication resterait invariable. Les thermoscopes ne diffèrent des thermomètres différentiels, nous le répétons, que par la nature et le volume du liquide intérieur. Dans les premiers, les deux masses d'air sont séparées par une bulle de mercure; dans les derniers par une longue colonne d'acide sulfurique, colorée par du carmin. Les thermoscopes sont toujours disposés comme l'indique la fig. 432; les thermomètres différentiels le sont ordinairement comme dans les figures 433 et 434, et peuvent l'être comme dans la fig. 435.

Pour introduire le liquide, on a eu soin de laisser à l'une des boules, ou le long du tube, un petit appendice capillaire très-

délié et ouvert *a*; on chauffe légèrement l'instrument, et on plonge l'orifice capillaire dans le mercure ou l'acide sulfurique. Par le refroidissement une certaine quantité de liquide entre dans l'appareil; alors on ferme au chalumeau l'orifice d'introduction, et on amène l'extrémité de la colonne liquide au point convenable, en faisant passer une partie de l'air d'une boule dans l'autre par échauffement. Le zéro de l'échelle étant donné quand les deux boules sont à la même température, il est évident qu'il suffit de trouver un autre point, en soumettant les deux boules à des températures dont la différence est connue. Cette opération ne présente aucune difficulté quand une des boules est au-dessous de l'autre (fig. 433 et 435) : on détermine la température de l'air extérieur, et on plonge la boule inférieure dans de l'eau dont la température est bien connue; on divise alors la course de l'index en parties égales, et on porte ces parties au-dessous de 0°, et au-dessus du point qu'on a obtenu directement. Quand les boules sont à la même hauteur, l'immersion d'une des boules dans l'eau exige l'emploi d'un petit appareil, composé d'un entonnoir, dont l'orifice inférieur est un peu plus grand que le diamètre des boules; on le place de manière qu'il enveloppe une d'elles, et on ferme la partie inférieure par un bouchon de liége, divisé en deux parties qui embrassent la tige au-dessous de la boule; on verse alors, dans l'entonnoir, de l'eau à une température qui excède de quelques degrés celle de l'air extérieur.

Lorsque les boules ont une capacité très-grande par rapport à celle du tube qui établit la communication, il est facile de reconnaître que la variation de température, quand elle est très-petite, est sensiblement proportionnelle au déplacement de l'index dans la disposition de Rumford, ou à la différence de hauteur des deux colonnes liquides, dans la disposition de Leslie. En effet, si pour la première nous désignons par V et V', les volumes d'air qui sont séparés par l'index, par m l'accroissement du volume de V correspondant à la variation de température t, l'index ne sortant pas du tube horizontal, les forces élastiques de l'air de chaque côté sont égales : par conséquent on aura

$$\frac{V(1+at)}{V+m} = \frac{V'}{V'-m}; \text{ d'où } m = \frac{VV'at}{V+V'+Vat}.$$

Lorsque t n'est que d'un très-petit nombre de degrés, Vat peut être négligé par rapport à $V+V'$, et on a alors

$$m = \frac{VV'at}{V+V'}.$$

Ainsi m est sensiblement proportionnel à t.

Dans l'instrument de Leslie, en admettant que la capacité du tube soit une

fraction très-petite du volume d'une des boules, on pourra toujours négliger les changements de volume des deux masses d'air, et il est alors facile de reconnaître que les variations de température sont sensiblement proportionnelles aux différences des hauteurs. On pourrait même déterminer la différence de température en fonction de la différence h des deux niveaux, et de la densité d du liquide, lorsqu'on connaîtra la température T et la hauteur H du baromètre à l'instant où l'on a fermé les boules. En effet, en désignant par T′ la température de l'air à l'instant de l'observation, la force élastique de l'air renfermé dans les boules est $H(1+aT') : (1+aT)$; et, quand la température de l'une d'elles augmente de t°, cette force élastique change dans le rapport de $1+a(T'+t)$ à $1+aT'$, et devient par conséquent $H[1+a(T'+t)] : (1+aT)$; et l'excès de cette force élastique sur celle qui existait, et qu'on suppose subsister dans l'autre boule, est $Hat : (1+aT)$; mais cet excès de pression est mesuré par la colonne liquide dont la hauteur est h, ou une colonne de mercure de même poids ayant pour hauteur $hd : 13,59$. On a alors l'équation

$$\frac{hd}{13,59} = \frac{Hat}{1+aT}\text{; d'où } t = \frac{hd(1+aT)}{13,59 \,.\, aH}.$$

En supposant $T=0$, $H=0^m,76$, $d=1$ et $t=1^\circ$, on trouve $h=0^m,0377 = 37,7$ millimètres : ainsi une variation de 1/100 de degré correspondra à une différence de hauteur de $0^{mm},38$, qui est très-appréciable. Mais, comme il faut employer de l'acide sulfurique pour éviter la formation des vapeurs, et que sa densité est à peu près deux fois plus grande que celle de l'eau, la sensibilité sera deux fois plus petite, et on ne pourra pas estimer des variations beaucoup plus petites que 1/50 de degré.

Les dispositions ordinaires du thermoscope et du thermomètre différentiel ont un grand inconvénient : lorsqu'on échauffe un peu trop l'une des boules, une certaine quantité d'air passe de cette boule dans l'autre, et l'échelle qui a été tracée par expérience devient fautive; ce passage de l'air a lieu d'autant plus facilement que l'instrument est plus sensible. On peut éviter cet inconvénient, dans les thermomètres différentiels, en soufflant dans la direction des tubes de petits renflements qu'on remplit de liquide (fig. 436, 437, 438) : il faut alors déplacer l'échelle lorsque la température extérieure change; mais cette circonstance est sans influence quand on mesure la variation de température par la variation de hauteur des deux colonnes, au moyen de la formule de l'article précédent.

735. *Thermomètres métalliques.* On peut construire des thermomètres métalliques d'un grand nombre de manières différentes. Lorsqu'on emploie l'allongement d'une lame métallique, on la fixe par une de ses extrémités contre un corps dont la dilatation est beaucoup plus petite, et ordinairement on augmente la dilatation apparente à l'aide d'un ou de plusieurs leviers. La figure 345 présente un pyromètre métallique d'une construction assez simple, et qui peut être rendu d'une grande sensibilité. On pourrait graduer l'échelle en plaçant l'instrument dans de l'air à des températures connues.

Pour construire des thermomètres métalliques, on peut aussi avoir recours à un autre effet de la dilatation : lorsque deux lames métalliques, rectilignes, d'inégale dilatabilité, sont réunies entre elles d'une manière invariable par deux faces, un changement de température courbe leur ensemble, de manière que la lame qui se dilate le moins est dans la concavité de la courbure, si la température s'élève, et dans la convexité, si elle s'abaisse. Nous avons indiqué [552] la construction d'un pendule compensateur fondé sur ce principe. M. Abraham Bréguet en a fait une heureuse application à la construction d'un thermomètre d'une grande sensibilité. Cet instrument (fig. 439) est composé d'une hélice cylindrique MN, fixée par une de ses extrémités à une pièce de cuivre PQ, et dont l'autre extrémité porte une aiguille horizontale *ab*; l'hélice est formée de trois lames de platine, d'or et d'argent, qui ont été réunies par une forte pression. L'inégalité des dilatations du platine et de l'argent, par les changements de température, fait tordre ou détordre la spirale, et, par conséquent, fait tourner l'aiguille *ab*. On a reconnu, par des expériences directes, que les arcs décrits par l'aiguille étaient proportionnels aux variations de température. Par conséquent, en déterminant, par la comparaison avec un bon thermomètre, les positions de l'aiguille correspondantes à deux températures quelconques, divisant l'intervalle en autant de parties qu'il y a de degrés dans la différence des températures, et portant ces divisions au delà de ces deux termes, on aura un instrument dont les indications seront aussi certaines que celles des thermomètres à mercure. Nous avons dit que l'hélice était formée de trois métaux; on pourrait ne mettre que les deux extrêmes, l'argent et le platine; mais l'or, placé entre eux, ayant une dilatation moyenne, empêche les deux premiers de se déchirer par la grande inégalité de leur dilatation. Cet instrument, sous le rapport du temps, est d'une sensibilité incomparablement plus grande que les autres thermomètres; et en augmentant le rayon du cercle AB, ainsi que la longueur de l'aiguille, on pourrait sous-diviser un degré en un très-grand nombre de parties. Il présente toutefois un inconvénient : l'aiguille ne marche pas d'une manière continue, mais par sauts brusques. M. Bréguet neveu, ayant fait passer à travers une hélice un courant électrique qui en élevait la température, l'aiguille ne parvint à son maximum de déviation qu'en parcourant successivement trois arcs de grandeurs décroissantes, et chacun deux après un certain temps de repos (*A. C. et P.*, t. III). On doit craindre, d'après cela, que les métaux réunis

ne prennent pas toujours la dilatation qui convient à leur température, et que l'instrument soit soumis à des inexactitudes du même ordre que les autres thermomètres.

Borda, dans les grandes opérations géodésiques de la mesure d'un arc du méridien de la France, se servait d'un thermomètre métallique d'une construction très-simple : il employait pour mesure linéaire une grande règle de platine de douze pieds de long, dont il fallait connaître exactement la température à chaque opération. Pour cela, Borda avait appliqué sur cette règle (fig. 440) une autre règle en cuivre moins longue, fixée invariablement avec la première par une de ses extrémités ; l'autre extrémité de la règle de cuivre correspondait à des points de la lame de platine qui différaient suivant la température. Pour déterminer, d'après la position de l'extrémité de la barre de cuivre, la température commune des deux barres, Borda plongeait l'appareil dans l'eau bouillante, et marquait sur la règle de platine l'extrémité de la règle de cuivre, et répétait la même opération en immergeant l'appareil dans la glace fondante; l'intervalle des deux marques était ensuite divisé en parties égales. Il est évident, d'après cela, que la ligne de coïncidence indiquait sur l'échelle la température : comme les divisions étaient très-petites, on les observait au moyen d'une loupe que portait la tige de cuivre.

734. *Détermination des hautes températures.* Les thermomètres à mercure peuvent être employés pour des températures qui s'élèvent jusqu'à 360°, point d'ébullition du mercure, et les thermomètres à air peuvent servir jusqu'à la température du ramollissement du verre. Dulong et Petit, en comparant le thermomètre à mercure au thermomètre à air, avaient trouvé, qu'à partir de 100°, le premier était en avance sur le dernier d'une quantité croissante qui à 360° s'élevait à 10° ; mais, pour calculer la température des thermomètres à air, ils avaient employé le coefficient 0,00375. En introduisant le nombre exact 0,00366, les thermomètres s'accordent; seulement, il reste une différence de 3° au delà de 300°. De nouvelles expériences de M. Regnault ont donné les mêmes résultats. Si on considère que la petite différence de 3° est de l'ordre de celles que donnent à cette haute température deux thermomètres à mercure qui s'accordent à 0° et à 100°, on admettra que ces deux espèces de thermomètres s'accordent aussi bien qu'on puisse le reconnaître.

735. Pour mesurer des températures très-élevées, M. Prinsep

avait employé la dilatation de l'air renfermé dans un vase d'or [727]; M. Pouillet se sert d'un réservoir de platine : la manière d'opérer est la même que quand le réservoir est en verre. Les dilatations de l'or, du platine et du verre étant peu différentes, l'incertitude sur la dilatation de ces corps n'aurait pas plus d'influence [726]; mais, quand on se sert de vases de platine, on doit craindre de rencontrer une grande cause d'erreur dans la propriété dont jouit ce métal de condenser les gaz à sa surface, et de ne pouvoir en tenir compte d'une manière suffisamment exacte.

736. Nous avons vu précédemment que, quand on mêle des masses quelconques de deux corps sans action chimique, la température du mélange dépend des températures initiales des deux corps, de leurs masses et de leurs capacités calorifiques; par conséquent, si la température initiale d'un des deux corps était seule inconnue, on pourrait la déduire des autres éléments. Cette méthode peut être facilement employée pour déterminer la température d'un foyer : on y place une masse de fer, ou de platine, ou de tout autre corps non altérable au feu, et quand on suppose qu'elle en a pris la température, on la plonge dans de l'eau dont le poids et la température sont connus; les précautions à prendre sont les mêmes que celles que nous avons indiquées [631] pour obtenir les capacités calorifiques.

En désignant par M le poids de l'eau plus celui du vase estimé en eau, par θ l'accroissement de température du mélange, par T l'excès de la température du foyer sur celle de l'air, par m le poids du corps chaud, par c sa chaleur spécifique, on a

$$M\theta = mc(T-\theta); \text{ d'où } T = \theta(M+mc) : mc \ldots [1].$$

Dans cette méthode on suppose c constant, tandis qu'il est bien constaté que pour tous les corps il augmente avec la température [636]. Pour éviter cette cause d'erreur, on a proposé de faire deux expériences simultanées avec deux masses différentes m et m' d'un même corps; chacune d'elles donne une équation analogue à l'équation [1], entre lesquelles on peut éliminer c, ce qui conduit à une équation ne renfermant que T, m, m', θ et θ', et qui donne T indépendamment de c. Cette méthode est parfaitement exacte, mais il est impossible de s'en servir, car la plus petite erreur sur θ ou θ' en donnerait d'énormes sur T. Pour le faire voir, supposons $m=1$, $m'=2$ et $M=10$, on aura

$$T=\theta(10+c) : c \ldots [2]; \; T=\theta'(10+2c) : 2c \ldots [3], \text{ et } T=\theta\theta' : (2\theta-\theta') \ldots [4].$$

Vérifions la formule en supposant que les masses m et m' soient de fer, pour lequel $c=0,11$, et qu'elles aient été plongées dans l'eau bouillante; T sera égal à 100, et les équations [2] et [3] donneront $\theta=1°,0880$, et $\theta'=2°,1526$. Si on substitue ces valeurs dans l'équation [4], en prenant successivement 4, 3, 2 et 1 décimales, on trouve pour T, 100°, 97°, 232°, et 21°; ainsi, pour obtenir

une valeur de T assez approchée, il faudrait que les valeurs de θ et θ' fussent connues à quelques millièmes de degré près, ce qui est impossible. Cet exemple fait voir qu'il ne suffit pas qu'une formule soit vraie pour qu'on puisse l'employer en physique; il faut encore que l'inconnue n'éprouve pas de trop grandes variations, par suite des erreurs qu'on peut commettre dans la détermination des constantes.

737. La température de la fusion des corps étant invariable, on conçoit que ce phénomène peut servir aussi à reconnaître si la température d'un foyer a été au-dessus ou au-dessous de certaines limites; et si on pouvait se procurer des corps dont les points de fusion correspondissent à des températures croissantes et peu différentes, on parviendrait ainsi à trouver celle d'un corps avec une approximation d'autant plus grande que les points de fusion des corps employés seraient plus rapprochés. M. J. Prinsep a imaginé de se servir d'alliages d'argent et d'or, ou d'or et de platine à différents titres, qui, embrassant toutes les températures supérieures à celle de la fusion de l'argent, et pouvant être aussi nombreux que l'on veut, permettent d'assigner la nature de l'alliage fusible à une température déterminée. M. Prinsep forme avec l'argent et l'or dix alliages renfermant des quantités d'or croissant de 1/10, et cent alliages d'or et de platine dans lesquels ce dernier métal augmente successivement de 1/100. Pour observer la température d'un foyer, on y place une coupelle d'os calcinés renfermant un certain nombre de cavités numérotées, dans chacune desquelles on place un fragment d'alliage de la grosseur d'une tête d'épingle; quand la coupelle a pris la température du foyer, on la retire, et on observe à quel alliage la fusion s'est arrêtée. Cette méthode est très-commode pour reconnaître si la température d'un foyer est plus basse, plus élevée, ou la même que celle d'un autre; mais elle n'en donne pas une évaluation : pour cela, il faudrait connaître la température de la fusion de chaque alliage. M. Prinsep a fait quelques expériences pour déterminer la température de la fusion de l'argent, et de quelques alliages d'argent et d'or, par la mesure de la dilatation de l'air renfermé dans un vase d'or : il a trouvé ainsi que les températures de la chaleur rouge, de la chaleur rouge-orange, de la fusion de l'argent pur et de l'argent allié avec 1/10 et 1/4 d'or étaient de 649°, 899°, 999°, 1048° et 1121°.

738. Les instruments à échelles, dont on se sert pour mesurer les hautes températures, portent le nom de *pyromètres* : ils sont fondés, ou sur la dilatation des métaux, ou sur la contraction per-

manente que certaines substances éprouvent par l'action de la chaleur.

739. Le pyromètre métallique qui paraît le plus simple, consiste en un bloc de terre cuite, sillonné d'une rainure, dans laquelle s'engage une barre métallique qui s'appuie sur son fond; l'autre extrémité, qui sort du fourneau, agit sur un levier mobile autour d'un point fixe : le prolongement de l'aiguille parcourt un cadran, sur lequel on observe la dilatation amplifiée. Cette disposition, analogue à celle de la figure 345, peut faire reconnaître si la température d'un fourneau est plus ou moins élevée à différentes époques; mais ne peut pas en donner une mesure.

740. Le plus remarquable des pyromètres, sous le rapport de la simplicité dans l'usage et de sa construction, est celui qui porte le nom de Wedgwood, son inventeur, célèbre fabricant anglais de poterie et de faïence. Il est fondé sur la contraction assez uniforme que prennent par la chaleur, au delà d'une certaine température, et que conservent après le refroidissement, les cylindres d'argile plastique, lorsqu'ils ont été préalablement séchés. Ce retrait est dû jusqu'à une certaine limite à l'eau que l'argile abandonne; mais au delà il paraît provenir d'un accroissement de cohésion.

Le pyromètre se compose d'une plaque de cuivre ABCD (fig. 441), sur laquelle sont fixées trois barres du même métal, inclinées entre elles de manière que l'intervalle des barres N et P soit égal à celui des barres M et N prolongées. Leur plus grande distance est de 12 millimètres, la plus petite de 8. La longueur des règles et de l'espace angulaire est de 609 millimètres; elle porte deux cent quarante divisions égales. C'est entre ces règles qu'on place de petits cylindres d'argile, qui ont été soumis à la température qu'on veut déterminer, et qui s'enfoncent d'autant plus qu'ils ont été plus fortement chauffés; ils doivent être fabriqués avec beaucoup de soin. L'argile, séparée du gravier et des autres corps étrangers, pétrie en consistance ferme, est moulée par son passage forcé à travers un tube de laiton, et coupée en petits cylindres de 3 centimètres de longueur, que l'on calcine jusqu'au rouge sombre. Après cela ils sont usés à la lime ou autrement, de manière à présenter trois faces planes, une inférieure, deux latérales, et à pouvoir entrer par glissement dans la jauge jusqu'au premier trait de division. Pour établir un rapport entre les indications de l'instrument et les degrés du thermomètre à mercure, Wedgwood

employa un cylindre d'argent pur de dimensions telles, qu'à la température ordinaire, il coulait dans la jauge jusqu'à la deux cent quarantième division. Ce cylindre étant placé à l'entrée de la jauge, on portait celle-ci dans une moufle échauffée, et l'on plaçait à côté un des petits cylindres d'argile. Quand la température paraissait avoir atteint un maximum stationnaire, on poussait le cylindre d'argent dans la rainure aussi loin qu'il y pouvait aller, puis on retirait l'appareil, avec précaution, bien horizontalement, pour lire, dès qu'il était refroidi, à quel trait de division répondait le plan vertical de la base antérieure du cylindre d'argent. Alors on engageait à son tour, dans la jauge, le cylindre d'argile, et l'on notait le numéro de la division à laquelle il pouvait être poussé, pour comparer aux degrés du pyromètre ainsi obtenus la dilatation apparente de l'argent estimée en divisions du même instrument. Restait ensuite à établir de 0° à 360°, point d'ébullition du mercure, la correspondance entre les degrés du thermomètre à mercure et les dilatations apparentes du même cylindre d'argent porté dans la jauge à différentes températures comprises dans ces limites.

Wedgwood trouva qu'entre 0° et 360°, 1° de dilatation du thermomètre d'argent répondait moyennement à 20° d'élévation de température marqués par le thermomètre de Fahrenheit. Une expérience de comparaison entre le pyromètre d'argent et le pyromètre d'argile lui avait donné 66° pyrométriques avec le premier, et 2°,25 avec le second. Les 66° du pyromètre d'argent en valent 1320 de Fahrenheit, auxquels il fallait ajouter 50° F = 10° centigrades qui représentaient la température au moment où le cylindre d'argent était à l'extrémité de la jauge au numéro 240. Cela donnait 1370° F pour le point de l'échelle de Fahrenheit correspondant à 2°,25 du pyromètre d'argile, ou 743° centigrades. Dans une autre expérience, Wedgwood trouva 92° au pyromètre d'argent quand celui d'argile marquait 6°,25. Les 92° du premier valent 1840° F qui, ajoutés à 50° F, font 1890° F ou 1032° C pour points des échelles Fahrenheit et centigrades correspondants à 6°,25 du pyromètre d'argile. Un intervalle de 6°,25 — 2°,25 ou de 4° du pyromètre d'argile équivalait donc à 520° F ou 289° C, ce qui donne, pour 1° du pyromètre d'argile, 130° F ou 72° C.

Si de 1370° F correspondants à 2°,25 du pyromètre d'argile on ôte 130° F × 2,25 ou 292° F, on trouve 1077° F ou 500° C pour points des échelles Fahrenheit et centigrades correspondants au 0° du pyromètre d'argile.

Il est bien clair que les nombres cités changeraient avec la nature et la densité des cylindres d'argile, tout étant égal d'ailleurs; mais le principe de la graduation est évident, et pourra être suivi toutes les fois qu'on voudra construire un pyromètre analogue à celui de Wedgwood.

Dans les usines, il importe bien moins d'avoir une évaluation numérique de la température à laquelle doit être faite une certaine opération, que de posséder des signes certains et d'une observation facile pour reconnaître quand cette température est atteinte. Des procédés de ce dernier genre sont employés dans diverses industries : on se sert, par exemple, des couleurs que prend, par le recuit à différents degrés de chaleur, une lame d'acier trempé ; ou bien de celles que produit le précipité d'or, appelé pourpre de Cassius, appliqué au pinceau sur un morceau de porcelaine, et plus ou moins fortement chauffé, etc.

On a construit d'autres pyromètres avec l'intention de pouvoir traduire leurs indications en degrés centigrades; mais, tout bien examiné, il faut reconnaître qu'ils ne sont pas, à cet égard, plus sûrs, peut-être même pas aussi sûrs, que celui de Wedgwood.

Il est souvent important de connaître la température d'un lieu auquel on ne peut pas parvenir pour y faire des observations directes, tel que le fond de la mer et des lacs, ou les températures maximum ou minimum qui existent à des instants où l'on ne peut pas observer le thermomètre. Pour cela, il faut avoir des instruments qui conservent une trace du maximum et du minimum de hauteur de la colonne liquide.

741. *Thermomètre à maximum de Six, perfectionné par Bellani.* Cet instrument se compose (fig. 442) d'un réservoir R, à l'extrémité supérieure duquel se trouve un tube de verre deux fois recourbé *i*, qui se termine par un petit réservoir M. Le réservoir R et une partie du tube jusqu'à *m* sont remplis d'alcool; le mercure occupe la partie du tube comprise entre *m* et *m'*; au-dessus de *m'* se trouve une autre colonne d'alcool. Aux deux extrémités de la colonne de mercure se trouvent deux petits index, représentés fig. 442 A sur une plus grande échelle. Ils sont formés d'un petit tube de verre fermé par ses extrémités, renfermant un petit cylindre de fer; à leur circonférence se trouve une boucle en cheveux, qui, par son élasticité, soutient l'index à la hauteur où il a été porté lorsqu'il est entièment plongé dans l'alcool, mais qui ne l'empêche pas de marcher avec la colonne de mercure lorsque sa partie inférieure repose sur

ce métal. Pour mettre l'appareil en expérience, on fait descendre les index sur le mercure au moyen d'un aimant. Si la température baisse, l'index *m'* s'élève et reste en place; quand la température s'élève, l'index *m* marche à son tour : ainsi le premier est destiné à mesurer les minima, et le second, les maxima.

742. *Thermomètre à maxima et à minima de Rutherford.* Cet instrument est composé (fig. 443) d'une planche sur laquelle se trouvent fixés deux thermomètres à tiges horizontales, placés en sens contraire. Le thermomètre A, à alcool blanc, est destiné à indiquer le minimum de température. Il renferme pour cela un petit cylindre d'émail *a*, d'un diamètre un peu plus petit que celui du tube : cet index, amené par l'inclinaison de l'instrument en dedans du liquide jusqu'à ce qu'il touche l'extrémité de la colonne, reste dans sa position si le liquide se dilate; et, s'il éprouve un retrait, il est entraîné avec lui, de sorte que l'extrémité de ce cylindre la plus éloignée de la boule indique le minimum de température auquel l'instrument est parvenu. Le thermomètre inférieur B est à mercure, et renferme un petit cylindre d'acier *b* d'un diamètre un peu plus petit que celui du tube; comme l'acier n'est point mouillé par le mercure, la colonne, en se dilatatant, le pousse devant elle, et l'abandonne lorsqu'elle est parvenue à son plus grand allongement. L'extrémité de cet index la plus voisine de la boule indique donc le maximum de température auquel l'instrument s'est élevé. On se rendra facilement compte de la cause qui fait mouvoir les deux index, en remarquant 1° que la colonne d'alcool est terminée par une surface concave, et que, si le cylindre d'émail n'était pas entraîné, il diminuerait la courbure de cette surface, et que l'excès de pression qui en résulterait ferait reculer l'index; 2° que la colonne de mercure est terminée par une surface convexe, et que, si le cylindre d'acier ne marchait pas avec elle, il en résulterait un aplatissement de la surface, et, par suite, un excès de pression dans les points environnants qui repousserait l'index. Il est évident que les deux thermomètres étant disposés comme dans la figure, en inclinant de gauche à droite la planche qui les supporte, les deux index viennent se remettre à leur place.

743. M. Gay-Lussac a imaginé un instrument qui remplit le même objet, mais qui est fondé sur un autre principe. Il consiste (fig. 444) en une boule de verre A, terminée par un tube B d'un petit diamètre, percé à son sommet d'une ouverture capillaire; ce tube est environné d'un cylindre CD d'un plus grand diamètre,

mastiqué autour du tube B dans l'étendue DE. La boule A étant remplie d'eau, et le cylindre CD de mercure jusqu'en F, si on soumet l'appareil à une température plus basse, il se fera un vide dans la boule; une partie du mercure proportionnelle à l'abaissement de température y pénétrera et n'en pourra plus sortir. On conçoit qu'en déterminant par des expériences préliminaires la quantité de mercure qui passe dans la boule par un abaissement d'un degré du thermomètre centigrade, et connaissant la température initiale, on pourra trouver le minimum de température auquel l'instrument a été soumis, en introduisant le mercure dans un tube gradué MN, dont chaque division aurait un volume égal à celui du mercure qui tombe dans la boule par un abaissement d'un degré. Si l'instrument que nous venons de décrire était soumis à une température plus élevée, une partie du liquide sortirait de la boule, passerait au-dessus du mercure, et, la température étant revenue à son état primitif, on trouverait dans la boule une quantité de mercure égale à celle qui s'y serait introduite par un abaissement de température d'un même nombre de degrés. Ainsi la quantité de mercure passé dans la boule donne la mesure des variations de température au-dessous ou au-dessus de la température primitive; mais rien n'indique si la température a baissé ou augmenté.

744. *Thermomètre à maxima de M. Walferdin.* C'est un thermomètre à mercure dont la tige a été divisée seulement en parties d'égale capacité, et se termine en pointe isolée près du sommet *c* du réservoir supérieur (fig. 981); l'ampoule *d* contient du mercure en quantité plus que suffisante pour remplir l'espace libre qui environne le bec de la tige; l'air et l'humidité ont été expulsés du tube, le mercure introduit, et la division exécutée au moyen des mêmes manipulations et avec le même soin que pour un thermomètre de précision.

Supposons qu'il s'agisse de reconnaître un maximum de température que l'on sait être compris entre t^0 et $t'^0 > t^0$. Quand le réservoir inférieur contient assez de mercure pour qu'à t^0 il en sorte de la tige par la pointe *c*, l'instrument peut servir immédiatement, sinon il faut l'*amorcer*, et pour cela l'incliner un peu, chauffer le réservoir *ab* jusqu'à ce qu'on voie le mercure déverser, puis donner un petit coup sec, afin de faire passer dans la chambre *c* celui qui est dans l'ampoule; si on plonge le thermomètre en cet état dans un bain à température stationnaire t^0 inférieur de quelques degrés à celle qu'on se propose de déterminer, il s'y refroidira et se mettra en équilibre

avec le liquide environnant, sans que la tige cesse d'être complétement remplie; alors, par une nouvelle secousse, on ramène le mercure de la chambre dans l'ampoule, et l'instrument se trouve *amorcé*. Il est clair maintenant qu'étant porté à une température intermédiaire à t^0 et t'^0, une partie du mercure sortira de la tige, et que celle-ci ne sera plus pleine quand on replongera le thermomètre dans un bain à t^0 ou à une température inférieure. Ce qui manquera évalué en degrés centigrades et ajouté à t^0 donnera pour le maximum cherché

$$\left[t + \frac{t - t''}{n} \mathrm{N}\right]^0,$$

n étant le nombre de divisions correspondant à une variation bien connue de température $(t - t'')$, et N le nombre de divisions depuis celle qui répond à t^0 jusqu'à la limite supérieure de l'échelle, plus ce qu'il faut ajouter pour la partie fc non divisée.

Quand l'instrument doit être descendu à une grande profondeur dans la mer, dans un lac ou dans un puits artésien, la pression de l'eau sur le verre pourrait être assez forte pour en diminuer sensiblement le volume, et l'on serait exposé à porter trop haut le maximum de température. Pour éviter une pareille erreur, on renferme le thermomètre dans un tube de verre très-épais, où il est maintenu fixe au moyen de morceaux de liége, et que l'on scelle à la lampe; ce tube lui-même est ensuite enveloppé de quelque étoffe, logé dans un étui de laiton ou de fer-blanc, et mis ainsi à l'abri de la fracture. Si on descend l'instrument assez lentement pour qu'il prenne la température de chaque couche dans laquelle il passe, il est clair qu'il indiquera celle de la plus chaude toutes les fois qu'il y aura eu déversement, ce qu'il est aisé de reconnaître.

On comprendra sans peine, d'après ce que nous avons dit : 1° que plus le maximum à déterminer est bas dans l'échelle des températures, et plus il faut faire passer de mercure de l'ampoule dans la tige et le réservoir inférieur; 2° que si t est une température à laquelle la tige se trouve entièrement remplie de mercure, l'instrument fonctionnera pour toutes les températures inférieures, comme un thermomètre ordinaire; 3° qu'il peut tenir lieu de plusieurs thermomètres, surtout pour les températures élevées (de 100° à 360°).

745. *Thermomètre à minima de M. Walferdin.* Cet instrument, représenté par la fig. 982, est encore un thermomètre dont la tige porte une division en parties d'égale capacité, et vient se terminer en pointe capillaire dans le réservoir inférieur, presque entièrement

rempli de mercure; la partie restante, toute la tige et le réservoir supérieur *f* sont occupés par de l'alcool, et l'ampoule *d* a pour unique destination de recueillir l'excès de liquide, si le thermomètre était trop chauffé. Trois opérations successives doivent être exécutées pour déterminer une température minima : 1° faire rentrer tout le mercure dans le réservoir inférieur; 2° trouver la valeur d'une des divisions de l'échelle arbitraire en degrés centigrades; 3° déduire le minimum cherché de l'indication de l'instrument.

Première opération. Le plus souvent on peut refroidir assez le réservoir *ab* pour que tout le mercure s'y rassemble. Dans le cas contraire, on chauffe l'instrument renversé; puis, le redressant, quand on juge qu'il est passé dans la tige et le réservoir *f* une quantité convenable de mercure, on amène celui-ci par une petite secousse à se loger dans l'ampoule : après le refroidissement, il n'y aura plus de mercure dans la tige ni en *f*.

Deuxième opération. Si on plonge le thermomètre renversé dans de la glace fondante, le mercure environne, sans y pénétrer, la pointe *c* de la tige, qui peut être prise pour le 0° d'un thermomètre à réservoir rempli de mercure et d'alcool; remplaçant la glace fondante par un bain d'eau à t°, le mercure entre dans la tige et y occupe *n* divisions; $t^\circ : n$ sera la valeur cherchée.

Troisième opération. Il peut arriver que le minimum à déterminer soit : 1° au-dessus de 0°, et qu'on ait de la glace à sa disposition; 2° qu'il soit au-dessus de 0°, et qu'on manque de glace; 3° qu'il soit au-dessous de 0°.

Premier cas. Tout le mercure étant rassemblé dans *ab*, on place le thermomètre renversé dans un bain de glace fondante, puis dans un bain d'eau de température indéterminée, mais supérieure à celle du minimum cherché; retournant alors l'instrument, le mercure engagé dans la tige se trouve séparé par une couche d'alcool de celui du réservoir *ab*, et il est clair que la température minimum à déterminer étant inférieure à celle employée pour amorcer le thermomètre, les liquides du réservoir se contracteront, et qu'une partie du mercure descendra de la tige. Quand l'instrument reprend une température supérieure au minimum, c'est de l'alcool qui monte dans la tige; il pousse devant lui la colonne de mercure qui y était restée, et si *m* est le nombre de divisions qu'il occupe, $\frac{t^\circ}{n} \times m$ sera la valeur du minimum cherché. Si le thermomètre amorcé traverse plusieurs milieux de températures différentes, la colonne de mercure

engagée dans la tige y monte ou y descend; mais finalement l'indication de l'instrument répond toujours à la température minima.

Deuxième cas. Tout le mercure étant rassemblé dans *ab* et la température supérieure à celle x, que l'on veut déterminer, si, sans changer cette température, on renverse le thermomètre, le mercure de *ab* entourera le bec de la tige, mais n'y entrera pas : plaçant alors l'instrument toujours renversé dans les circonstances où il doit subir la température x, les liquides du réservoir se contractent, une partie d'alcool rentre de la tige dans *ab*, traverse le mercure et va se loger au-dessus; et si on ramène le thermomètre à une température T supérieure à x, une certaine quantité de mercure entrera dans la tige; soit m le nombre de divisions qu'elle y occupe, il faudra, pour avoir x, ôter de T le nombre de degrés correspondant à la dilatation représentée par m divisions; ce nombre est sensiblement $\frac{t}{n} \times m$: nous disons sensiblement et non rigoureusement, parce que l'estimation d'une de ces divisions en degrés centigrades a été faite quand le réservoir *ab* contenait à 0° une certaine quantité de mercure et d'alcool, et que maintenant cette quantité n'est plus la même. La dilatation ne s'effectuant pas sur la même masse des deux liquides, on n'a plus identiquement le même thermomètre. Il faut alors, pour obtenir x exactement, chercher, dans le nouvel état du thermomètre, la valeur en degrés d'une des divisions : or, nous savons qu'à T° le mercure en occupe m; soit m' celles qu'il remplirait à T'° > T, le thermomètre étant renversé; $(T' - T) : (m' - m)$ sera ce que vaut une division en degrés centigrades, et on aura sans erreur $x = T - (T' - T)\, m : (m' - m)$.

Troisième cas. On opère comme dans le second.

Il est évident que le thermomètre à minima peut servir, comme celui à maxima, pour toutes les températures : il suffit qu'on ait réglé convenablement la quantité de mercure du réservoir inférieur.

746. *Thermomètre métastatique de M. Walferdin.* Cette dénomination signifie thermomètre changeant : c'est qu'en effet les deux thermomètres métastatiques dont nous allons parler, l'un à mercure et l'autre à alcool, peuvent à volonté, par une modification très-simple, faire fonction de plusieurs thermomètres, et surtout remplacer commodément, malgré les petites dimensions de leurs tiges, ceux qui, pour être sensibles et pour embrasser néanmoins une étendue un peu notable de températures, doivent forcément avoir une longue échelle. La figure 983 montre que le thermomètre

métastatique à mercure ne diffère du thermomètre ordinaire que par l'olive *d* un peu plus grande que d'habitude, et par l'étranglement capillaire *c* qui, comme il va être expliqué, permet de séparer le mercure qu'elle contient de celui qui remplirait le reste de la tige et le réservoir inférieur. Qu'il s'agisse de déterminer rigoureusement une température supérieure à T° seulement de 1/2° ou d'une fraction moindre, et que l'échelle de l'instrument ne s'étende qu'à 3° ou 4°, on chauffera le réservoir inférieur de manière que le mercure monte jusqu'à l'olive; si on place alors le thermomètre dans un bain d'une température supérieure de 1° ou 2° au plus à celle qu'il faut évaluer, le mercure se contractera sans qu'il cesse d'y avoir continuité dans la colonne; et quand l'équilibre sera bien établi, on pourra par une petite secousse brusque établir dans l'étranglement une discontinuité entre le mercure de l'olive et celui de la tige. Il est clair que, porté dans le milieu de température inférieure, le thermomètre baissera un peu, et que l'inspection du nombre de divisions occupé par le mercure conduira avec une grande approximation à la température cherchée. Remarquons que ce qui précède peut se faire, quel que soit le point de l'échelle des températures occupé par T; toutefois, comme la quantité de mercure qui forme réellement le thermomètre varie d'une expérience à une autre, il est nécessaire dans chacune de chercher directement la valeur en degré centigrade d'une division de la tige.

Le thermomètre métastatique à alcool sert à évaluer les différences de température les plus minimes. La tige qui réunit les deux réservoirs *a* et *b* (fig. 984) est d'un calibre intérieur extrêmement capillaire; tout l'instrument est rempli d'alcool, à l'exception d'une petite partie de la boule *b*, qui permet la dilatation du liquide; dans l'une des boules se trouve un globule de mercure presque microscopique destiné à servir d'index. Pour apprécier une température inférieure à *t*° d'une très-petite fraction de degré, on plonge le thermomètre dans un milieu ayant une température un peu plus élevée, et on l'y tient verticalement : en abaissant un peu la température, le globule de mercure s'engage dans la tige et s'y arrête, quand l'équilibre est établi, à une certaine division dont on prend note; lorsque l'instrument est ensuite porté à la température qu'il s'agit d'évaluer, l'index prend une autre position fixe; et si on détermine combien il a parcouru de divisions, et combien une division vaut en degrés, on aura tous les éléments pour résoudre le problème. Toutes les divisions de la tige, au nombre de plusieurs centaines, ne cor-

respondent qu'à 1° ou 1° 1/2 au plus, d'où il suit que la température est évaluée à quelques millièmes de degré près.

747. *Thermométrographes.* Les thermomètres de Bellani, de Rutherford, de M. Gay-Lussac et de M. Walferdin ne gardent la trace que d'une seule température, maxima ou minima. Or, en météorologie, il importe beaucoup de connaître, non-seulement les deux extrêmes, pour un temps donné, mais encore les températures du jour et de la nuit à des intervalles rapprochés, par exemple de demi-heure en demi-heure, afin d'en déduire d'une manière sûre la température moyenne, et de rechercher si les variations ne sont pas soumises à quelque loi. Le thermomètre à hélice d'Abraham Bréguet a été, dans ces dernières années, disposé par M. Bréguet neveu de manière à donner la solution du problème que nous venons d'indiquer, et le nouvel instrument a reçu le nom de *thermométrographe,* parce qu'il inscrit lui-même sa propre température, qui est sensiblement celle du milieu environnant. La figure 985, et quelques mots, en donneront une idée nette et exacte. La boîte AB, sur laquelle est monté verticalement le support de l'hélice, contient un mécanisme d'horlogerie qui imprime à la plaque métallique CDEF, représentée plus en grand (fig. 985), un mouvement rectiligne et uniforme de translation tellement réglé, que les vingt-quatre arcs égaux et équidistants décrits sur la plaque, de *a* comme centre, et avec *ab* pour rayon, vont l'un après l'autre se placer sous la pointe *b* de l'aiguille, à la fin de la 1re, de la 2e, de la 3e.... de la 24e heure. A l'instant de leur passage, le ressort *mn*, mû par le mécanisme d'horlogerie, frappe un petit coup sur l'aiguille qui s'incline, et dont l'extrémité, armée d'un stylet creux rempli d'encre d'imprimerie, va marquer un point noir sur l'arc situé au-dessous; le numéro de l'arc et la position qu'y occupe le point noir font connaître l'heure et la température correspondante, ainsi que le montre l'inspection de la figure 984 : la division du premier arc en degrés thermométriques se fait en portant successivement l'instrument à diverses températures stationnaires indiquées par un thermomètre étalon à mercure, et comprises entre —20° et 40° centigrades, limites suffisamment éloignées.

Nous verrons, en parlant de plusieurs applications ingénieuses des propriétés des courants électriques, qu'on est parvenu à faire du thermomètre à mercure ordinaire un véritable thermométrographe.

§ 9. *Sources artificielles de chaleur.*

748. Les sources artificielles de chaleur sont la pression, la percussion, le frottement, les changements d'état des corps et les actions chimiques.

749. Quand un corps éprouve une diminution de volume par pression, il s'en dégage de la chaleur; ce phénomène à peine sensible avec les solides et les liquides, à cause de leur faible compressibilité, est au contraire bien prononcé pour tous les gaz auxquels on peut, ainsi que nous l'avons dit, faire subir des réductions de volume très-considérables. Mais c'est surtout par une percussion vive que les corps émettent de la chaleur; tout le monde sait que les métaux malléables, frappés à coups répétés sur une enclume, s'échauffent souvent au delà de la température que la main peut supporter. Les liquides ne se comportent pas comme les corps solides; les chocs les plus violents n'en dégagent que des quantités insignifiantes de chaleur : c'est tout au plus si, en comprimant l'éther sulfurique (un des liquides les moins denses) à grands coups de marteau, MM. Colladon et Sturm sont parvenus à faire marcher de 2°, l'aiguille du thermomètre de Bréguet. On a admis pendant assez longtemps que, par une compression énergique et subite, les gaz devenaient lumineux; mais M. Thénard a fait voir que la lumière qui apparaît dans ces circonstances provient toujours de la combustion des substances inflammables qui se trouvent entre le piston et les parois du corps de pompe.

750. *Frottement.* Lorsque deux corps de même nature ou de nature différente sont vivement frottés l'un contre l'autre, il se dégage une quantité de chaleur d'autant plus grande que la pression est plus forte et le mouvement plus rapide. On sait jusqu'à quel point sont sujets à s'échauffer les essieux non graissés des roues animées d'une grande vitesse, les métaux qu'on lime ou qu'on perfore, l'acier dans le choc contre le silex, etc. On prétend même que certains sauvages se procurent du feu en frottant très-vivement l'un contre l'autre deux morceaux de bois sec, et cela ne paraît pas invraisemblable : car, au moment où les gros navires sont lancés à l'eau, on voit fumer les madriers sur lesquels glisse la quille. Humphry Davy rapporte qu'il est parvenu à fondre, en partie, deux morceaux de glace qu'il frottait l'un contre l'autre, avec toutes les précautions convenables pour que la fusion ne pût être attribuée à aucune autre

cause ; et Rumford, en faisant forer sous l'eau une masse de bronze, trouva que, pour 250 grammes de limaille détachée, il s'était dégagé une quantité de chaleur capable d'élever de 0° à 100° la température de 25 kilogrammes d'eau.

751. *Changements d'état des corps.* Nous avons vu précédemment que, dans le passage d'un gaz à l'état liquide, ou d'un liquide à l'état solide sans source de froid, il y avait émission de chaleur : la première transformation peut avoir lieu par la pression ; la seconde ne se manifeste que par des actions chimiques.

752. *Actions chimiques.* Un grand nombre d'actions chimiques sont accompagnées d'élévation de température. Dans plusieurs, le changement d'état des corps paraît en être la cause la plus influente ; quelquefois il faut l'attribuer à la différence de capacité calorifique du composé et de celle de ses éléments ; mais dans toutes il existe une cause plus générale d'émission de chaleur qui réside dans le fait même de la combinaison. Tantôt faible, cette cause laisse dominer les premières que nous avons signalées ; tantôt, au contraire, et c'est le plus souvent, elle produit un dégagement de chaleur dans des circonstances où la considération seule des changements d'état et de chaleur spécifique indiquerait une absorption. C'est ce qui arrive, par exemple, dans la combustion de la poudre : la formation de produits gazeux y étant fort considérable et absorbant beaucoup de chaleur, il y aurait un abaissement de température si la combustion n'était une source de chaleur. Dans l'impossibilité où nous nous trouvons d'entrer dans l'étude des phénomènes chimiques fort nombreux, où il y a, comme dans la combustion, dégagement de calorique, nous nous bornerons à donner au sujet de cette dernière quelques notions importantes.

753. L'air est un mélange de deux gaz simples : l'azote et l'oxygène ; ce dernier y entre pour vingt et un centièmes en volume à très-peu près, et il a une tendance à se combiner avec tous les corps qui n'en sont point saturés. C'est l'acte même de cette combinaison et les phénomènes qui l'accompagnent que l'on désigne sous le nom de *combustion*. Tantôt la combustion a lieu spontanément aux températures ordinaires, mais avec lenteur et sans dégagement apparent de chaleur ; tantôt elle ne s'établit qu'autant que l'on échauffe préalablement à un certain degré, en général très-élevé, la totalité ou une partie seulement du corps *combustible* ; une fois commencée, elle se continue alors en produisant une chaleur et une lumière plus ou moins vives, et l'on dit qu'il y a *ignition*. Le fer qui se rouille

nous offre un exemple de combustion lente; le fer rougi au feu, qui jaillit en étincelles brillantes sous le marteau du forgeron; le bois, la houille, le charbon, etc., qui brûlent dans nos foyers et nos fourneaux; le gaz d'éclairage enflammé, etc., celui d'une combustion vive avec *ignition*. Les produits peuvent être à différents états; mais, dans tous les cas, le fait le plus général et l'un des plus importants de la combustion, quoiqu'il soit celui qui attire le moins l'attention vulgaire, c'est l'augmentation de poids de la matière brûlée, à cause de l'oxygène qui s'y est uni si elle est *simple*, à ses éléments ou à quelqu'un d'entre eux quand elle est *composée*. On le reconnaît facilement dans le cas où les produits sont solides : un morceau de fer pèse plus après qu'avant d'avoir été rouillé; et si, chauffant au rouge du plomb fondu, on agite et l'on découvre continuellement le bain, il sera possible de le transformer totalement, dans peu de temps en une matière solide pulvérulente de couleur grise, dont le poids est de 107, si celui du plomb était 100. Lorsque les produits de la combustion sont gazeux, ils se dégagent à mesure qu'ils se forment, et le résidu, quand il y en a (c'est le cas le plus fréquent), consiste en matières incombustibles préexistantes dans le corps qu'on a brûlé, et que l'on nomme *cendre*.

754. La quantité de chaleur développée par la combustion peut être déterminée au moyen du calorimètre de Rumford (fig. 446). Cet appareil consiste en une caisse rectangulaire en cuivre mince, sur le fond de laquelle circule un tuyau également en cuivre, dont les extrémités se prolongent au dehors; l'extrémité inférieure est terminée par un entonnoir renversé PQ; à la partie supérieure de la caisse se trouve une tubulure fermée par un bouchon, à travers lequel passe un thermomètre à long réservoir. La caisse étant pleine d'eau, on brûle un poids déterminé de combustible sous l'entonnoir PQ, et à la fin de la combustion on observe la température de l'eau; la quantité de chaleur dégagée se déduit facilement de cette température, du poids de l'eau, de celui du cuivre et de sa capacité calorifique. Pour atténuer l'erreur due au refroidissement du vase pendant l'opération, on ne brûle que la quantité de combustible suffisante pour élever la température de l'eau de quelques degrés; on pourrait aussi employer la méthode indiquée [642]. Dans tous les cas, il faut avoir soin de diriger la combustion de manière que la température des gaz, au sortir du serpentin, soit peu différente de celle de l'air extérieur. Cette disposition est affectée d'une cause d'erreur qui, dans certains cas, peut avoir une grande in-

fluence : une notable partie du calorique rayonné par le combustible ne concourt pas à l'échauffement de l'eau ; le seul moyen d'éviter cet inconvénient serait de placer dans le calorimètre même une caisse où aurait lieu la combustion.

On a trouvé dans les papiers laissés par Dulong les résultats des expériences qu'il avait faites pour déterminer les quantités de chaleur développées dans la combustion d'un grand nombre de corps. Nous ne rapporterons que ces nombres, attendu qu'ils offrent beaucoup plus de garantie d'exactitude que ceux qui avaient été obtenus auparavant. Dans le tableau qui suit, les quantités de chaleur sont produites par 1 kilogramme de la matière, et l'unité de chaleur est toujours celle qui élèverait de 1° la température de 1^{k} d'eau.

Hydrogène	34742
Carbone passant à l'état d'oxyde	1386
Oxyde de carbone renfermant 1 kilogramme de carbone	5784
Oxyde de carbone	2488
Hydrogène protocarboné	13205
Hydrogène bicarboné	12032
Soufre	2601
Éther sulfurique	9430
Essence de térébenthine	10836
Huile d'olive	9862
Alcool	6855

Nous ajouterons les nombres suivants, qui ont été calculés à l'aide des précédents et de la composition connue du bois et de la houille :

Bois parfaitement sec contenant 51 p. °/₀ de carbone et 66 p. °/₀ d'oxygène et d'hydrogène dans les proportions convenables pour former de l'eau	3652
Bois ordinaire renfermant 20 p. °/₀ d'eau	2922
Houille moyenne contenant 83,75 de carbone et 4,54 d'hydrogène en excès	7600

On admet généralement que la quantité de chaleur produite par la combustion d'un corps est la même, soit que l'oxydation du combustible ou celle de ses éléments oxydables se trouve portée de prime abord au maximum, comme cela arrive pour le charbon quand il devient acide carbonique, soit qu'avant d'arriver à ce maximum elle passe par des phases ou degrés successifs intermédiaires, par exemple lorsque le carbone se change d'abord en oxyde de carbone, puis d'oxyde de carbone en acide carbonique ; que cette somme de chaleur est indépendante de la température du combus-

tible, de la température, de la densité et de la composition de l'air; enfin que pour les combustibles de nature organique composés de carbone, oxygène, hydrogène, la quantité de chaleur produite est égale à celle qui provient de l'oxydation complète et maximum du carbone et de celle de l'hydrogène en excès sur celui qui est nécessaire pour former de l'eau avec leur oxygène. Ces conséquences découlent des expériences de Dulong et de celles de M. Despretz et de M. Hess.

Les volumes d'air nécessaires à la combustion complète de 1^k de carbone et d'hydrogène sont $8^{mc},81$ et $26^{mc},66$; mais les volumes d'air consommés dans les fourneaux et les foyers fermés pour brûler 1^k des différents combustibles sont bien plus considérables que ceux qui se déduisent de la composition de ces combustibles et des nombres ci-dessus; la raison en est que dans ces appareils, quelque bien construits qu'ils soient, l'air n'est jamais entièrement dépouillé de son oxygène dans son passage sur le combustible. Le bois et la houille en exigent moyennement, le premier, 6 mètres cubes; le second, 18 mètres cubes par kilogramme.

C'est à l'aide des combustibles très-répandus à la surface de la terre, et par conséquent d'un prix peu élevé, tels que le bois, le charbon de bois, la houille, le coke, la tourbe, que nous obtenons la chaleur nécessaire au chauffage domestique et aux opérations des arts.

La plupart de ces combustibles brûlent avec flamme. La flamme est le lieu de la combustion des gaz combustibles dégagés par la chaleur. Pour en mieux comprendre la nature, considérons une tranche horizontale très-mince de gaz combustible, mais d'une certaine étendue : à sa naissance, elle s'élève en vertu de sa haute température, et brûle en même temps sur tous les points de sa circonférence; mais l'air qui a servi à la combustion doit se déplacer pour qu'elle continue. On voit alors que la hauteur de la flamme est égale au chemin parcouru par la tranche de gaz combustible, pendant que la combustion s'est propagée jusqu'au centre, et que cette hauteur sera d'autant plus petite que l'air se renouvellera plus rapidement : aussi on diminue toujours la longueur d'une flamme en augmentant la vitesse de l'air environnant, et on l'augmente en diminuant cette vitesse. C'est ce qu'on peut facilement vérifier sur une lampe ordinaire ; en allongeant la cheminée de verre par un tuyau de papier, ce qui accroît la vitesse de l'air autour de la flamme [572], on voit celle-ci diminuer de hauteur; tandis que si on obstrue en

partie l'orifice du sommet de la cheminée, circonstance qui affaiblit la vitesse du courant, la flamme s'allonge. Les flammes tendent toujours à prendre la direction verticale, mais elles en sont souvent déviées par la direction des courants d'air. Elles ne donnent une lumière vive et brillante qu'autant qu'elles tiennent en suspension et dans une certaine proportion des particules solides incandescentes; dans les flammes ordinaires, ces particules sont du charbon provenant de la décomposition par la chaleur et de l'incomplète combustion des gaz et des vapeurs carburés auxquels le suif, l'huile, la cire, la houille, le bois, etc., et le gaz d'éclairage lui-même, donnent naissance. Mais quelquefois on a augmenté artificiellement et à un degré extraordinaire l'éclat d'une flamme, en y plaçant un fragment de chaux vive, des brins d'amiante, etc., qui sont incombustibles et infusibles, et prenant en même temps les dispositions convenables pour élever la température. Les flammes ne sont généralement lumineuses que dans les parties intérieures voisines de la surface, parce que là seulement la combustion est incomplète et la température assez haute pour porter au blanc les particules solides : c'est ce qu'il est facile de reconnaître directement en plaçant une toile métallique en travers de la flamme d'une bougie ou d'une chandelle : la flamme ne la traverse pas, elle s'épanouit au-dessous, et on peut facilement reconnaître que l'intérieur est obscur. Cette propriété des tissus métalliques d'intercepter les flammes paraît due à une action répulsive qui s'exerce entre les corps chauds, et non à la perte de chaleur par le contact du tissu métallique; car la flamme ne passe pas, même quand le tissu est incandescent, et son épanouissement au-dessous ne permet pas de douter de la vérité de l'explication. On conçoit d'après cela que, si on portait dans un mélange explosif un corps enflammé environné de tous côtés par un tissu métallique suffisamment serré, le gaz qui y pénétrerait ferait explosion; mais, la flamme étant interceptée par la toile métallique, la combustion ne se propagerait pas au dehors : c'est la lampe de Davy, si précieuse dans les exploitations de houille, où les détonations des mélanges d'air et de gaz hydrogène carboné sont si fréquentes et si dangereuses.

755. Tous les appareils de combustion sont pourvus d'une cheminée destinée à évacuer les produits de la combustion et à appeler la quantité d'air nécessaire pour l'alimenter : leurs dimensions doivent alors être calculées de manière à satisfaire à cette condition.

La chaleur dégagée par les combustibles se dissipe de deux ma-

nières : une partie s'échappe par le rayonnement, l'autre est emportée par l'air qui a servi à la combustion. Dans la plupart des cas on utilise le calorique rayonnant et la chaleur qu'entraîne la fumée; mais, dans nos foyers domestiques, on n'utilise que le calorique rayonnant, et en partie seulement. Les poêles, sous ce rapport, sont bien plus avantageux; mais, ne consommant que la quantité d'air nécessaire à la combustion, ils n'en provoquent pas dans les appartements un renouvellement suffisant, et leur usage est insalubre, surtout quand les appartements sont petits. Les cheminées, au contraire, produisent un appel d'air beaucoup plus considérable que celui qui est nécessaire à la combustion, attendu que, par la disposition même de ces appareils, une grande partie de l'air qui pénètre dans la cheminée ne passe pas sur le combustible. On concevra facilement l'importance d'une grande ventilation, lorsqu'on saura que chaque individu exige, tant pour la respiration que pour enlever les vapeurs qui résultent de la transpiration pulmonaire et cutanée, de 6 à 8 mètres cubes d'air par heure. Ainsi nos cheminées domestiques sont des appareils de chauffage chers, mais salubres. Il serait bien important que tous les architectes comprissent enfin qu'il doit entrer dans une pièce autant d'air qu'il en sort par la cheminée, qu'il serait nécessaire d'établir des prises d'air à l'extérieur, et d'adopter des dispositions telles que cet air pût s'échauffer un peu, avant d'entrer dans la pièce, aux dépens de la chaleur perdue dans le tuyau à fumée. Dans les anciennes constructions, aucunes précautions n'étaient prises pour la ventilation : maintenant on établit généralement des ventouses; mais leur section est si petite relativement à celle de la cheminée, que leur effet est presque nul, et que la ventilation a lieu principalement par les fissures des portes et des fenêtres. Lorsque l'accès de l'air dans un appartement n'a pas lieu par des sections suffisantes, la fumée, ne pouvant s'élever parce qu'il se ferait un vide partiel dans la pièce, se dégage dans la pièce même.

756. Lorsqu'un combustible solide brûle, la chaleur produite se dissipe par rayonnement, par communication et par le courant du gaz qui s'échappe, et la température du combustible devient constante quand la quantité de chaleur qu'il reçoit est égale à celle qu'il perd. Il résulte de là que, toutes les autres circonstances étant les mêmes, cette température sera d'autant plus élevée, que le combustible sera dans une enceinte plus échauffée, que le volume d'air qui échappera à son action sera plus petite, et que la combustion sera plus vive.

Ainsi, pour obtenir le maximum de température, il faudrait brûler le combustible par un courant rapide d'oxygène.

Newmann, en brûlant un mélange d'oxygène et d'hydrogène dans dans les proportions nécessaires pour faire de l'eau, est parvenu à produire une température bien supérieure à celle de tous les fourneaux alimentés par des machines soufflantes; car, avec son appareil, on fond facilement le platine, les autres métaux réfractaires et la plupart des terres. Il consiste en une caisse métallique garnie d'une pompe foulante, à l'aide de laquelle on peut y introduire un mélange de deux volumes d'hydrogène et d'un volume d'oxygène sous une pression de plusieurs atmosphères. Le mélange est d'abord introduit dans une vessie à robinet, qui se visse à la partie supérieure de la pompe foulante. Le gaz comprimé s'échappe par un robinet garni d'un tube de thermomètre de $0^{mm},30$ de diamètre et de 8 centimètres de long; on l'enflamme et on place dans la flamme les corps qu'on veut soumettre à son action. Pour éviter tout danger de communication de la combustion à la masse comprimée, on place avant ou après le robinet une boîte renfermant plusieurs toiles métalliques très-serrées, d'après le principe de la lampe de Davy. On pourrait même éviter la possibilité d'une explosion en employant trois réservoirs de même capacité, dans lesquels on introduirait séparément et sous la même pression, de l'oxygène dans l'un et de l'hydrogène dans les deux autres : alors, en mettant ces trois vases en communication par des orifices de même diamètre avec le tube de dégagement, le gaz sortant aurait la composition convenable, et ne serait détonnant qu'à sa sortie.

757. M. Pouillet a constaté par un grand nombre d'expériences que toutes les fois qu'une substance liquide était versée sur un corps solide quelconque réduit en poudre ou en petits fragments, la température du mélange s'élevait d'une quantité sensible. Les substances inorganiques, mouillées avec de l'alcool, de l'acide nitrique, de l'huile, s'échauffent en général de $0^{\circ},25$; mais les substances organiques dégagent de 1° à 10° de chaleur.

758. Chez tous les animaux pourvus de poumons ou d'organes remplissant les mêmes fonctions, il y a dans toute l'étendue de l'appareil circulatoire une combustion d'une nature toute particulière aux dépens d'une partie du carbone et de l'hydrogène du sang : l'air exhalé renferme tout l'azote aspiré, une partie de l'oxygène qui a échappé à la combustion, de l'acide carbonique, et une nouvelle quantité d'azote émise par l'individu, plus grande chez les frugi-

vores que chez les carnivores. La chaleur dégagée par cette combustion représente les 0,7 ou les 0,9 de la chaleur totale émise par l'animal; le surplus doit être attribué au mouvement, au frottement et à l'assimilation (M. Despretz). La quantité de chaleur produite par un homme dans une heure est sensiblement égale à celle qui résulte de la combustion de 10 grammes de charbon : une partie est employée à former la vapeur de la transpiration cutanée et pulmonaire; l'autre, qui est à peu près de 45 unités, se disperse par le rayonnement et par le contact de l'air. C'est à la chaleur produite par cette combustion intérieure qu'est due la température constante du corps humain, qui, pour toutes les races et dans tous les climats, est, moyennement et pour l'état normal de santé, de 36° à 37°.

§ 10. *Sources artificielles de froid.*

759. Les sources artificielles de froid résident toutes dans la dilatation des corps gazeux, ou dans la liquéfaction des corps solides par des actions chimiques.

760. Lorsque l'on comprime un gaz, il se dégage, comme on sait, une grande quantité de chaleur : par exemple, l'air comprimé au cinquième de son volume enflamme l'amadou, ce qui exige une chaleur de 300° au moins; par conséquent, si de l'air était comprimé à cinq atmosphères, et si la pression se réduisait instantanément à une seule, il devrait se produire la même absorption de chaleur, c'est-à-dire que la température de l'air devrait s'abaisser de 300°. On conçoit, d'après cela, que le froid résultant de la dilatation des gaz sera d'autant plus grand que la compression primitive sera plus forte, et que, par ce moyen, on pourra produire un froid illimité : c'est ce que l'on peut vérifier en dilatant l'air du récipient d'une machine pneumatique. Un thermomètre à mercure y descend de plusieurs degrés : à la vérité, une partie de cet abaissement est dû à la dilatation du verre de la boule de l'instrument par la diminution de pression, comme l'a fait voir M. de La Rive; mais un thermomètre ouvert descend aussi, quoique d'une quantité plus petite. Le thermomètre de M. Bréguet, beaucoup plus sensible, descend de 23°.

On peut encore constater le fait dont il est question en comprimant de l'air dans un réservoir, et en le laissant se dégager par un très-petit orifice, sa dilatation produit un froid considérable. C'est un fait qu'on avait observé depuis longtemps dans les salines de

Hongrie : l'air fortement comprimé sous une grande masse d'eau, en se dégageant, produisait assez de froid pour congeler l'eau que le courant entraînait.

On peut imiter le fait dont il est question en comprimant de l'air à deux ou trois atmosphères dans un réservoir de deux à trois litres, le laissant ensuite échapper par un tube très-court, armé d'un robinet, de manière que le temps de l'écoulement soit de quatre à cinq secondes, et dirigeant le jet sur une boule de verre très-mince, placée à peu près à un demi-centimètre de l'orifice du tube : on obtient un petit mamelon de glace sur la boule de verre, même au milieu de l'été. Dans cette expérience, c'est l'eau qui était tenue en dissolution par l'air comprimé qui se gèle par le froid dû à la dilatation. On obtiendrait un froid plus considérable en prenant de l'air desséché, parce que la vapeur aqueuse, avant de se congeler, abandonne toute sa chaleur latente.

La dilatation de l'air, comme moyen frigorifique, est supérieure à tous les autres : car la chaleur absorbée est égale à celle qui serait émise par une compression égale à la dilatation ; et la chaleur produite par la compression augmente indéfiniment avec le degré de compression. Mais comme la densité de l'air est très-petite, le froid produit est presque instantané, et ne se manifeste, dans les corps placés dans le courant, qu'après un temps d'autant plus long qu'ils ont une plus grande masse, et, dans tous les cas, ces corps ne prennent jamais qu'une température supérieure à celle de l'air.

761. La rentrée de l'air dans un récipient vide présente un phénomène singulier. Soient A et B (fig. 447) deux ballons de verre communiquant par un tube garni d'un robinet : si on fait le vide dans l'un deux, à l'instant où l'on ouvre le robinet de communication, le thermomètre à air, placé dans le ballon qui cède de l'air, indique un abaissement, tandis que celui de l'autre ballon marque une élévation de température. Il semble que le second de ces phénomènes soit en opposition avec ce que nous avons dit précédemment : car l'air, en arrivant dans l'espace vide, s'y dilate, et doit, par conséquent, absorber de la chaleur. Mais il faut distinguer ici deux effets qui se succèdent rapidement : les premières portions d'air qui entrent, se dilatent et produisent du froid ; celles qui viennent après compriment les premières, et produisent un dégagement de chaleur. Cette explication a été confirmée par des expériences directes de M. de La Rive.

Un thermomètre très-sensible fut suspendu au centre d'une cloche reposant sur le plateau d'une machine pneumatique; un tuyau de métal, de $0^{mm},72$ de diamètre intérieur, était disposé de manière que l'une de ses extrémités pouvait communiquer hors de la cloche, et l'autre aboutissait au-dedans, vis-à-vis la boule du thermomètre, à une distance de 5 à 10 millimètres; on faisait le vide, et, en tournant le robinet du tube, l'air rentrait en formant un jet sur le thermomètre. Cet instrument baissa d'abord, et le refroidissement s'arrêta lorsque le baromètre indiquait une pression de $0^{m},108$ de mercure; alors le thermomètre devint stationnaire à $2^{\circ},4$ au-dessous de la température initiale, jusqu'à ce que l'air introduit marquât une pression de $0^{m},162$: à partir de cet instant, il monta rapidement de 5°.

Les variations du thermomètre sont plus grandes pour l'hydrogène que pour l'air, et plus grandes pour l'air que pour l'acide carbonique : cette différence provient de la mobilité des gaz. Le gaz le plus mobile prend ou cède plus rapidement aux corps qu'il touche la chaleur nécessaire à l'équilibre. C'est par la même raison qu'un ballon de verre renfermant différents gaz et plongé dans un même bain met moins de temps à s'échauffer ou à se refroidir quand il contient de l'hydrogène que quand il contient de l'air ou de l'acide carbonique.

Nous ajouterons que, dans les anciennes usines à gaz comprimé, lorsqu'on remplissait les cylindres, il se produisait du froid à l'extrémité du cylindre par lequel le gaz pénétrait, et de la chaleur à l'autre extrémité.

762. Quelques physiciens ont cru que le développement de chaleur produit par la rentrée d'un gaz dans le vide provenait de ce que le vide avait du calorique qui se trouvait comprimé par la rentrée de l'air; mais M. Gay-Lussac a reconnu par des expériences décisives que cette hypothèse n'était pas admissible. En plaçant un thermomètre très-sensible dans la chambre d'un baromètre, et enfonçant celui-ci brusquement dans la cuvette, quelle que soit la vitesse avec laquelle le mercure pénètre dans la chambre, le thermomètre reste toujours stationnaire.

763. On conçoit, d'après ce qui précède, que, si on faisait échapper un gaz fortement comprimé, par exemple à 80 ou 100 atmosphères, ce gaz, par sa détente, produirait un très-grand froid. C'est ce que Thilorier a réalisé d'une manière très-ingénieuse, en formant de l'acide carbonique dans un vase clos, par l'action de certaines

substances qui ne sont mises en contact que quand le vase est fermé.

La figure 448 représente l'appareil de Thilorier. ABCD est un vase de fonte de $0^m,20$ de diamètre inférieur, de $0^m,76$ de hauteur, et de $0^m,04$ d'épaisseur, mobile autour d'un axe horizontal; sa capacité est d'environ 6 litres. Il peut se fermer par deux boulons à vis E et F : le premier renferme un petit canal central, et se termine par une pièce de cuivre *mnpq* percée dans la direction des deux axes *mn* et *pq*. Le canal central *mn* se rélargit avant sa rencontre avec le canal *pq*, et contient une tige pleine en cuivre, terminée par une surface convexe destinée à fermer l'orifice du canal inférieur; cette tige, filetée à la partie supérieure, traverse un écrou fixe et une boîte à étoupe : par cette disposition, en faisant tourner la tige, on peut établir ou intercepter la communication entre l'intérieur du vase et le canal *pq*. Le vase A'B'C'D', placé à côté du premier, n'en diffère que par la position de la pièce *m'n'p'q'*, qui y est fixée latéralement; un tube de cuivre *x, y, z*, qui se monte aux points *n* et *m'* par des écrous roulants, permet d'établir la communication entre les deux vases. Le vase ABCD étant placé verticalement, le boulon E enlevé, on y introduit $4^k,30$ d'eau à 35° ou 40°, $1^k,800$ de bicarbonate de soude, et un vase de cuivre *st*, renfermant $0^k,990$ d'acide sulfurique concentré; ensuite on ferme le vase par le boulon E, et on le fait tourner entre les deux pointes *gh*; l'acide sort du vase qui le renfermait, et se trouvant en contact avec l'eau et le sel, dégage l'acide carbonique : l'opération est terminée après dix minutes, et la pression intérieure s'élève de 80 à 90 atmosphères. On établit ensuite la communication avec le réservoir A'B'C'D', et l'acide liquide du premier vient se condenser dans le second; cette distillation est favorisée par la température assez élevée du premier vase, et par des linges mouillés ou de la glace qu'on place autour du second : l'opération est répétée sept fois; alors le vase A'B'C'D' renferme une quantité d'acide carbonique liquide en rapport avec sa capacité.

A 0°, la force élastique de l'acide carbonique liquide est de 36 atmosphères, et à 30° de 75; ainsi elle augmente à peu près d'une atmosphère par degré. De —8° à 1°, le coefficient de dilatation est double de celui des gaz; de 0° à 27°, il est à peu près trois fois plus grand.

Lorsqu'on reçoit un jet de gaz acide carbonique dans un vase, une partie du gaz est congelée par suite du froid que produit sa dila-

tation, et forme des flocons blancs semblables à la neige. A 0°, la partie congelée est à peu près 1/3 du poids total; à 15°, elle en est seulement 1/5 (MM. J. Mareska et Donny). Pour recueillir facilement les flocons, Thilorier employait une boîte en fer-blanc semblable à une tabatière, dans laquelle le jet pénètre par un tube latéral, et d'où le gaz s'échappe par de petits orifices percés au centre des fonds; un petit diaphragme intérieur que le jet rencontre et le tournoiement qui se produit dans la boîte favorisent l'agglomération des flocons en masses qui atteignent 50 à 60 centimètres cubes. Ces masses sont poreuses, très-compressibles; comprimées entre les doigts, elles produisent une sensation de brûlure et tachent la peau comme l'acide nitrique; mais l'altération de l'épiderme n'est pas permanente; exposés à l'air ces flocons se dissipent lentement et sans laisser de résidus; quelques fragments introduits dans une cloche pleine de mercure se transforment en un gaz qui déprime le métal, et facile à reconnaître pour de l'acide carbonique; renfermés en quantité un peu notable dans un vase que l'on ferme ensuite hermétiquement, il ne tarde pas à éclater avec une forte explosion. Un thermomètre placé dans un courant d'acide carbonique, sortant d'un vase dans lequel il se trouve à l'état liquide, indique —93°. L'acide carbonique solide, mêlé à l'éther de manière à former une bouillie liquide, peut congeler en quelques instants trente ou quarante fois son poids de mercure; le mercure, qu'on peut mouler alors sous différentes formes, possède l'éclat de l'étain sans en avoir le cri, et se travaille au marteau comme le plomb.

L'ingénieux appareil de Thilorier commençait à se répandre dans les laboratoires, lorsqu'un accident déplorable est venu en faire comprendre tout le danger. Dans le mois de décembre 1840, un réservoir chargé d'acide carbonique éclata dans le laboratoire de l'école de pharmacie de Paris, et occasionna la mort de M. Hervy, préparateur. Aucune circonstance extraordinaire n'avait pu avoir d'influence soit pour augmenter la force élastique du gaz, soit pour diminuer la résistance du vase, et l'explosion ne put être expliquée que par cette propriété bien connue des vases de fonte de se briser quelquefois sous des pressions beaucoup plus petites que celles qu'ils ont supportées longtemps.

MM. Mareska et Donny ont alors imaginé de modifier l'appareil de manière à lui donner un plus grand excès de résistance, et une résistance sur laquelle on puisse compter en toute sécurité.

L'appareil construit par ces physiciens ne diffère de celui de Thi-

lorier que par la nature des réservoirs. Chacun d'eux est formé d'un vase en plomb, environné d'un autre en cuivre rouge mince; autour de ce dernier se trouvent des cercles en fer forgé qui se touchent, et, aux deux bouts, des plaques de fer forgé, maintenues par des tiges de même métal fixées par des boulons. Les réservoirs ainsi disposés peuvent résister à une pression de douze cents atmosphères, et, par conséquent, ne présentent aucune chance de rupture, puisque les pressions intérieures ne dépassent jamais cent cinquante atmosphères. Du reste, la sécurité que présente le nouvel appareil est garantie par un usage de plusieurs années durant lesquelles les vases pleins d'acide liquide ont été soumis à des températures assez élevées sans qu'il en soit résulté aucun accident.

764. Pour terminer l'examen des différentes causes de refroidissement, il ne nous reste plus qu'à examiner les effets provenant du changement d'état des corps sans source de chaleur, c'est-à-dire de la vaporisation spontanée des liquides et de la liquéfaction des corps solides par les actions chimiques. La vaporisation spontanée des liquides est activée par les courants d'air, la diminution de pression, ou l'absorption continuelle des vapeurs qui se forment; mais les deux dernières circonstances ont seules de l'influence sur le froid produit, comme nous l'avons déjà dit. Nous ajouterons seulement qu'en employant des liquides très-volatils, tels que le carbure de soufre ou l'acide sulfureux, on peut obtenir des températures très-basses. M. Bussy, par l'évaporation de l'acide sulfureux à l'air libre, a obtenu un froid de —57°, et dans le vide de —68°; les températures ont été déterminées par le thermomètre à air.

Voici les effets produits par quelques mélanges frigorifiques.

TABLE DES MÉLANGES FRIGORIFIQUES.

Mélanges d'eau et de sels.

	Parties.		Froid produit.
Eau	16	de +10° à —12°	22°
Nitre	5		
Hydrochlorate d'ammoniaque	5		
Eau	16	de +10 à —16	26
Hydrochlorate d'ammoniaque	5		
Nitre	5		
Sulfate de soude	8		
Eau	1	de +10 à —16	26
Nitrate d'ammoniaque	1		

	Parties.		Froid produit.
Eau	1	de +10° à —19°	29°
Nitrate d'ammoniaque	1		
Sous-carbonate de soude	1		
Eau	4		
Hydrochlorate de potasse	57		
Hydrochlorate d'ammoniaque	32		15
Nitrate de potasse	20		

Mélanges de glace et de sels.

Neige ou glace pilée	2		20°
Sel marin	1		
Neige ou glace pilée	5		
Sel marin	2		24
Sel ammoniac	1		
Neige ou glace pilée	24		
Sel marin	10		28
Sel ammoniac	5		
Nitre	5		
Neige ou glace pilée	12		
Sel marin	5		31
Nitrate d'ammoniaque	5		

Mélanges d'acides et de sels.

Sulfate de soude	3	de +10° à —19°	29°
Acide nitrique étendu	2		
Sulfate de soude	6		
Sel ammoniac	4	de +10 à —23	33
Nitre	2		
Acide nitrique étendu	4		
Sulfate de soude	6		
Nitrate d'ammoniaque	5	de +10 à —26	36
Acide nitrique étendu	4		
Phosphate de soude	9	de +10 à —29	39
Acide nitrique étendu	4		
Sulfate de soude	20	de +10 à —8,15	18,15
Acide sulfurique à 36°	16		
Sulfate de soude	8	de +10 à —17	27
Acide hydrochlorique	5		

765. Dans les mélanges frigorifiques on n'obtient jamais qu'un abaissement limité de température, 1° parce que la combinaison développe une certaine quantité de chaleur qui diminue d'autant le froid produit; 2° parce que, l'affinité des substances diminuant avec la température, la cause qui détermine la fusion s'anéantit à

une certaine température. Ainsi, par exemple, un mélange de sel et de glace ne peut s'abaisser au-dessous de —22°, parce qu'à —22° une dissolution de sel marin abandonnerait le sel pour le laisser cristalliser. Les proportions des substances sont très-importantes pour obtenir le maximum d'effet, parce que le froid produit par les combinaisons est le résultat de deux effets opposés, du froid provenant du changement d'état, et de la chaleur dégagée par la combinaison, et que cette différence varie avec les quantités relatives des substances employées. Le mélange de la neige et de l'acide sulfurique en offre un exemple remarquable : une partie d'acide sulfurique mêlée avec quatre parties de neige produit du froid, et parties égales de ces deux substances produisent de la chaleur. Le refroidissement préalable des substances avant le mélange augmente l'effet produit, excepté dans certains cas, par exemple quand on emploie du sel et de la glace ; mais en choisissant convenablement les mélanges, on peut obtenir un très-grand refroidissement. Une méthode très-avantageuse consiste à prendre trois vases ayant des dimensions décroissantes, qu'on place l'un dans l'autre, après avoir mis dans le premier de la neige et du sel marin, de la neige et du chlorure de calcium dans le second, de l'acide sulfurique et de la neige dans le troisième; bien entendu que dans chaque vase les substances sont dans les proportions convenables.

On trouve maintenant dans le commerce des appareils destinés à produire de la glace par le mélange de certaines substances. Celui qui paraît le mieux disposé a été imaginé par M. Villeneuve : il se compose de quatre vases en fer-blanc concentriques; le plus petit renferme de l'eau ou des préparations alimentaires qui doivent être congelées; l'intervalle qui le sépare du suivant contient le mélange réfrigérant; l'intervalle du second et du troisième de l'eau, et l'intervalle du troisième et du quatrième, une matière peu conductrice, telle que de la laine cardée. Le vase intérieur a la forme de ceux qui, dans l'art du glacier, portent le nom de *sarbotière ;* il est garni extérieurement d'appendices destinés à agiter le mélange environnant, et peut recevoir un mouvement de rotation à l'aide d'une manivelle. Ce dernier vase étant rempli d'eau, ainsi que l'intervalle de la seconde et de la troisième enveloppe, on introduit dans le second vase $1^k,500$ de sulfate de soude cristallisé, et $1^k,200$ d'acide chlorhydrique du commerce, et on agite pendant cinq à six minutes; après quoi le mélange est enlevé et remplacé successivement par trois autres, dont l'action est prolongée pendant quinze minutes. La durée totale de

l'opération est à peu près d'une heure, et on obtient 3 kilogrammes de glace. Si le vase intérieur renfermait une dissolution sucrée propre à faire *des glaces*, les trois derniers mélanges ne devraient agir que pendant cinq à six minutes comme le premier. La glace ainsi obtenue revient à 0f,60 le kilogr. On pourrait employer comme mélange frigorifique 1k,300 d'eau et 1k,500 de nitrate d'ammoniaque; les dissolutions étant concentrées ensuite reproduiraient le sel qui pourrait alors être employé indéfiniment. Un rapport favorable a été fait à l'Académie des sciences sur l'appareil dont il est question.

§ 11. *Des températures terrestres, et des phénomènes produits par les variations de température de l'atmosphère.*

Avant d'examiner les phénomènes dont il est question, nous rappellerons sommairement la constitution de la terre et celle de son atmosphère.

766. Nous avons vu que la terre, d'une forme à peu près sphérique, et isolée dans l'espace, tourne autour de son axe en vingt-quatre heures, et autour du soleil en trois cent soixante-cinq jours. Sa croûte solide est composée de couches ondulées superposées, dont la formation remonte à des époques différentes, et caractérisées par l'absence ou la nature des débris organiques. Les parties basses de ces grandes ondulations sont en partie comblées par des fragments de roches, des sables, des argiles en couches d'épaisseurs variables. Les plateaux les plus élevés forment les continents; les bassins les plus profonds, le lit des mers. Les mers ont la courbure qui résulte de la pesanteur et du mouvement diurne de la terre : leur surface approche beaucoup cependant de celle d'une sphère, mais cette forme n'est pas constante. Deux fois par jour elles s'élèvent et s'abaissent : ces effets, très-considérables dans les grandes mers, faibles dans celles qui ont peu d'étendue, sont connus sous le nom de marées. Ils résultent de l'attraction de la lune et du soleil, et sont à leur maximum aux époques des pleines et des nouvelles lunes, parce qu'alors les actions de la lune et du soleil s'ajoutent. C'est une chose évidente quand ces deux astres sont d'un même côté de la terre, ce qui arrive dans les nouvelles lunes; dans le cas contraire les effets produits s'ajoutent encore, attendu que c'est alors la différence des actions de chacun de ces astres sur les mers et sur la masse de la terre qui tend à les soulever. Quoique la lune ait une masse beaucoup plus petite que celle du soleil, comme elle est beau-

coup plus voisine de la terre, son influence sur les marées est trois fois plus grande.

L'atmosphère qui environne la terre et partage son double mouvement est un mélange d'oxygène, d'azote, de vapeur d'eau et d'acide carbonique. Il y a quarante ans, MM. Gay-Lussac et de Humboldt trouvèrent qu'abstraction faite des deux derniers éléments, les premiers y entraient dans le rapport de 21 à 79 en volume, et que cette composition était la même pour de l'air pris à la surface de la terre et à 6000 mètres au-dessus. Un peu plus tard, MM. Arago et Biot assignèrent pour poids d'un litre d'air sec à 0° et sous la pression de $0^m,76$, $1^g,2991$. En 1840, MM. Dumas et Boussingault, après avoir analysé l'air de Paris à différentes heures du jour et de la nuit, et par différents états du ciel, ont donné pour sa composition en poids 23 d'oxygène et 77 d'azote; ces nombres, divisés par les densités respectives 1,1057 et 0,976 des deux gaz résultant d'expériences spéciales que nous avons rapportées [576], conduisent à 20,80 : 78,89 pour le rapport de ces mêmes gaz en volume. Depuis cette dernière époque, l'analyse de l'air, répétés à l'invitation de M. Dumas, et d'après sa méthode, à Berne, par M. Brunner; sur de l'air pris au sommet du Faulhorn (une des montagnes de l'Oberland bernois), à 1950^m de hauteur au-dessus du niveau de la mer, par MM. Bravais et Martins; sur de l'air des mers du nord, à Copenhague, par M. Lewy; sur de l'air de la Guadeloupe, par le même; sur de l'air des Pays-Bas, à Groningue, par M. Verver, etc., a toujours fourni des nombres concordants avec ceux que nous avons cités. Ajoutons que MM. Dumas et Boussingault ont contrôlé leurs analyses en s'en servant pour calculer le poids du litre d'air sec à 0° et sous la pression de $0^m,76$, et qu'ils ont trouvé $1^g,2995$. Un accord aussi parfait entre les résultats d'expériences exécutées par tant d'hommes habiles et dans des circonstances si variées, ne peut être fortuit, et il paraît bien permis d'en conclure que depuis quarante ans le rapport entre l'oxygène et l'azote de l'air est resté invariable à un millième près, pour des latitudes éloignées, des époques assez distantes et des hauteurs fort différentes. Il demeure aussi démontré que le rapport de ces mêmes gaz en volume n'est pas exprimé rigoureusement en nombres ronds.

Les recherches des chimistes et celles des physiologistes nous ont appris que la respiration des animaux, celle des plantes pendant la nuit, les phénomènes de combustion, ceux de décomposition de toutes les matières organiques et les volcans produisent incessamment de

l'acide carbonique qui se mêle à l'air; que la quantité de ce gaz varie dans nos climats, suivant les saisons, de 4 à 6 dix-millièmes en volume, et que, sous l'influence des rayons solaires, les parties vertes des plantes le décomposent complétement, mettant son oxygène en liberté et retenant le carbone. Jusqu'en ces derniers temps, on avait pensé que la permanence de composition de l'air pouvait être due à une compensation exacte entre la production et la décomposition de l'acide carbonique; mais MM. Dumas et Boussingault ont montré, par des calculs très-simples, que les phénomènes de la vie organique et les autres causes d'altération de l'air ne font sentir leur influence que dans une partie infiniment petite de l'atmosphère, et qu'en portant cette influence au delà du maximum possible, la quantité d'oxygène de l'atmosphère ne serait pas diminuée de 1/8000 en un siècle. Les analyses de l'air telles qu'on les pratique actuellement, avec tous les perfectionnements, sont impuissantes pour constater d'aussi faibles variations, ainsi qu'à nous donner la mesure des quantités d'hydrogène protocarboné (gaz des marais), de l'ammoniaque et de l'acide nitrique, ainsi que d'autres produits gazeux désignés sous le nom vague de *miasmes*, qui existent bien certainement dans l'atmosphère.

Sources naturelles de chaleur.

767. Nous avons dit qu'il existait deux espèces de sources de chaleur : celles qui sont permanentes, et celles qu'on peut appeler accidentelles. Les premières sont les seules qui puissent avoir de l'influence dans les phénomènes dont nous avons à parler; nous les examinerons successivement.

768. *Chaleur solaire.* La quantité de chaleur solaire que reçoit la terre est très-considérable. M. Pouillet a essayé d'en obtenir une évaluation à l'aide d'un instrument qu'il nomme pyrhéliomètre, et qui, sous une des formes qu'il lui a données, consiste en une boîte cylindrique de cuivre argenté remplie d'eau, ayant $0^m,1$ de diamètre et $0^m,015$ de hauteur, noircie extérieurement sur une de ses bases, brillante sur tout le reste de sa surface : le centre est occupé par la boule d'un thermomètre dont la tige, dirigée suivant l'axe de la boîte, sort par le milieu de la base polie. La face noircie est tournée vers le soleil dans une direction perpendiculaire à ses rayons, et soumise à leur action pendant quelques minutes, et c'est de l'échauffement de l'eau, de son refroidissement quand elle est

soustraite à l'action directe du soleil, et des variations que sa température éprouve par son rayonnement vers les différentes parties des espaces célestes, que M. Pouillet a déduit les deux résultats suivants : l'atmosphère absorbe les 0,4 de la totalité de la chaleur envoyée par le soleil à la terre; et si celle qui lui parvient durant le cours d'une année était répartie uniformément à toute sa surface, elle serait capable de fondre une couche de glace à 0° qui l'envelopperait entièrement, et aurait environ 14 mètres d'épaisseur. Quelque surprenant que puisse paraître un résultat aussi considérable, il ne représente cependant qu'une très-petite partie de la chaleur rayonnée par le soleil dans toutes les directions, et qu'on peut estimer à 1 : 2,381,000,000.

On ignore complétement si la chaleur solaire est constante ou si elle varie avec le temps; dans ce dernier cas la variation devrait être excessivement lente, car on n'a point encore constaté le refroidissement d'aucun climat. Dans tous les cas, l'influence de la chaleur solaire diminue à mesure que la latitude augmente. D'après les observations récentes de M. Herschel, l'effet thermométrique direct des rayons solaires est de 48° 3/4 au cap de Bonne-Espérance, tandis qu'en Europe il ne dépasse pas 29° 1/2. Ce célèbre astronome n'a point décrit le moyen d'observation qu'il a employé.

769. *Chaleur terrestre.* Lorsqu'on observe la température au dessous de la surface de la terre, dans la direction d'une même verticale, on remarque que les variations annuelles de température vont en décroissant à mesure qu'on s'éloigne davantage de la surface, et qu'à une certaine profondeur la température reste constante; au delà, la température est encore constante en un même point, mais elle augmente avec la profondeur, à peu près de 1° pour 30 à 40 mètres. Ces résultats, qui ont été vérifiés sur tous les points du globe et à toutes les profondeurs où l'on a pu pénétrer, ne peuvent être produits par l'effet actuel de la chaleur solaire, car les variations de température seraient en sens contraire; on ne peut, non plus, les attribuer à des actions chimiques ni à toute autre cause accidentelle, car on ne comprendrait pas comment ces causes seraient indépendantes de la nature des terrains. Fourier les a expliqués en admettant que la terre a été primitivement à une température très-élevée, et qu'elle se trouve maintenant à une certaine période de son refroidissement. Un grand nombre de phénomènes géologiques, et surtout l'aplatissement de la terre, rendent très-probable l'hypothèse de la liquidité ignée de la terre à une époque antérieure à la nais-

sance des corps organisés [182]. M. Poisson ne partage point cette opinion; il regarde comme plus probable que cette chaleur de la terre n'existe qu'à une certaine profondeur, et qu'elle résulte du réchauffement que la terre a éprouvé en traversant, à une époque très-reculée, des parties de l'espace qui se trouvaient à une température très-élevée. (*Voyez* les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1837, n° 5.)

La détermination expérimentale de la température en des points situés au-dessous de la surface de la terre exige une précaution indispensable pour être exacte, c'est que l'espace dans lequel on observe le thermomètre soit fermé, afin que l'air ne se renouvelle pas et prenne bien la température des parties solides ou liquides qui environnent l'instrument. Si la communication avec l'atmosphère était libre, la température qu'il indiquerait augmenterait encore, à la vérité, avec la profondeur, mais suivant une certaine loi qui dépendrait en partie du coefficient de dilatation de l'air. Considérons, en effet, pour exemple, un puits dont les parois aient une température constante pour chaque niveau, et croissante à mesure que ce niveau est plus bas, la densité des couches d'air tendra à être augmentée, d'une part, à raison de la pression des couches supérieures, et diminuée, de l'autre, à cause de l'accroissement de température; et on conçoit que l'équilibre existera ou n'existera pas dans la colonne d'air, suivant que le premier effet l'emportera sur le second, ou lui sera inférieur; dans ce dernier cas, il s'établirait évidemment des courants d'air ascendants et descendants, et le thermomètre ne donnerait pas la véritable température des parois au point où il est placé. (M. Saigey.)

Ce que nous venons de dire n'est point une simple vue théorique. Une multitude de phénomènes nous montre que l'air pénètre plus ou moins profondément dans les masses minérales, à travers les fissures, les interstices, quelque sinueux qu'ils soient, et forme au-dessous de la surface de la terre une sorte d'atmosphère souterraine qui est en échanges continuels avec l'atmosphère extérieure. On s'en rend compte exactement en considérant que l'air, rencontrant, à mesure qu'il pénètre plus avant, des masses de température croissante, et partageant peu à peu celle-ci, finit par posséder, à raison de son élévation de température, une densité moindre que celle correspondante à la pression qu'il supporte; dès lors il ne saurait rester immobile, et de là le flux et le reflux perpétuels que nous avons signalés.

En désignant par P et P′ les pressions à la surface et à la profondeur z, par δ la densité 1 : 10366 de l'air à 0° et 0m,76 relativement à celle du mercure, on a $dP' = \delta P' dz$ ou $dP' : P' = \delta dz$; d'où $\log P' = \delta z + c$, et $\text{Log}\, P' = \text{Log}\, P + M\delta z$, M étant le module des tables de logarithmes; la température maximum t' s'obtiendra par l'équation $P : P' = (1 + at) : (1 + at')$; en prenant, par exemple, $t = 0$, $P = 0^m,76$, et $z = 100$, on trouve $P' = 0^m,7995$ à $t' = 10°,8$.

770. *Chaleur des espaces planétaires.* Fourier a désigné ainsi la chaleur due au rayonnement de tous les corps de l'univers, à part le soleil, la terre et les autres planètes : ce serait, par conséquent, la température qu'indiquerait un thermomètre si notre système solaire n'existait pas. Cette température serait la même pour tous les points de l'espace occupé par le système solaire, attendu que pour tous ces points la distance aux étoiles est sensiblement la même.

Suivant Fourier, cette température serait celle des limites extrêmes de l'atmosphère, et elle serait inférieure à la plus basse température observée à la surface du globe; or, dans la partie septentrionale de la Norwége et de la Sibérie, on éprouve des froids capables de congeler le mercure, et, par conséquent, inférieurs à — 39°; en 1819, le capitaine Parry a éprouvé, dans l'île Melville, un froid de — 47°; et le 17 janvier 1834, au fort Releance, à 62°,46′ de latitude, le capitaine Black a observé une température de — 57°. On peut aussi, dans la même hypothèse, obtenir une valeur approchée de la température en question en discutant les températures observées simultanément à différentes hauteurs, et supposant que la loi observée entre ces températures et les hauteurs ou les pressions subsiste jusqu'à la limite de l'atmosphère. En prenant la moyenne de toutes ces valeurs on trouve — 60° pour la température approchée de l'espace. (M. Saigey.)

D'après M. Poisson, la température de l'espace serait supérieure à — 13°, mais l'atmosphère, à sa limite, serait à une température incomparablement plus basse. Nous renvoyons le lecteur au *Traité mathématique de la chaleur* et au n° 5 des *Comptes rendus de l'Académie*, déjà cité, pour le développement de ces nouvelles idées. Nous ferons seulement remarquer que dans l'hypothèse de Fourier, comme dans celle de M. Poisson, la terre est environnée d'une enceinte à une très-basse température, et que les phénomènes produits à la surface de la terre sont exactement les mêmes, quelle qu'en soit l'origine.

771. *Effets généraux produits par la chaleur solaire, la chaleur terrestre et la chaleur stellaire, ou des limites de l'atmosphère.* La chaleur terrestre est presque sans influence sur la température de sa surface, car le refroidissement de la terre est excessivement lent; c'est ce qui résulte nécessairement de la permanence de température des couches qui sont situées à une certaine profondeur. Bien certainement ces températures iront en décroissant avec le temps; mais ce décroissement a lieu avec une si prodigieuse lenteur, qu'on ne pourra le reconnaître qu'en comparant des observations faites à des époques très-éloignées. Ce qui démontre le mieux la lenteur du refroidissement de la terre, c'est la permanence de durée du jour sidéral. En effet, lorsqu'un corps solide tourne autour d'un axe, la somme des produits de la masse de chaque molécule par sa vitesse et par sa distance à l'axe est une quantité constante : alors si les distances à l'axe diminuent, les vitesses de rotation doivent augmenter. C'est un effet analogue à celui que présente un pendule composé qui se raccourcit. Il suit de là que, si la terre se refroidissait, comme son volume diminuerait, elle tournerait plus vite, et la durée du jour sidéral serait plus courte; or, depuis les temps les plus reculés, on n'a pu constater aucune variation dans la durée du jour sidéral. D'après Fourier, le refroidissement du globe est moindre que $\frac{1}{57600}$ de degré centésimal pour un siècle, et la chaleur terrestre n'augmente pas la température moyenne d'un point de sa surface de $\frac{1}{30}$ de degré. Ainsi, la température de la croûte extérieure de la terre résulte presque uniquement de l'action solaire et de la chaleur des espaces planétaires.

Mais, d'après Fourier, indépendamment de la portion de la chaleur solaire qui s'accumule pendant les saisons chaudes dans la partie de la terre qui est située au-dessus de la couche de température invariable, et qui se dissipe pendant les saisons froides, une autre portion de la chaleur solaire traverse la terre et se dissipe par les régions polaires. Cette dernière partie de la chaleur solaire tempère les climats, en abaissant la température des parties intertropicales et élevant celle des pôles.

Si l'action solaire n'existait pas, la surface de la terre aurait exactement la température des espaces planétaires, et, dans la direction de chaque rayon, la température irait en augmentant, suivant une certaine loi qui ne changerait que très-lentement avec les

progrès du refroidissement de la terre. Mais la chaleur solaire intervenant et éprouvant dans chaque lieu des variations périodiques diurnes et annuelles, il en résulte nécessairement des variations de mêmes périodes dans la partie de la terre où cette chaleur pénètre. Le sol s'échauffant pendant le jour par la chaleur solaire et se refroidissant pendant la nuit par le rayonnement vers l'espace, il se manifeste chaque jour une variation de température dont le résultat est tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, suivant la durée du jour et l'obliquité des rayons solaires. On conçoit alors que, pendant les saisons chaudes, la température de la terre, jusqu'à la couche invariable, ira en décroissant, que le contraire aura lieu dans les saisons froides, et que la profondeur à laquelle se trouve la couche invariable dépendra, dans chaque localité, de la conductibilité du sol.

772. Mais, dans les grandes masses d'eau, ces phénomènes se trouvent modifiés. L'échauffement est diminué par la grande capacité calorifique de l'eau, par l'évaporation, et par le mouvement qui répartit la chaleur dans une épaisseur plus ou moins considérable; le refroidissement est aussi diminué, mais principalement par la chute des couches refroidies. Ainsi, les grandes masses d'eau doivent éprouver des variations périodiques diurnes et annuelles beaucoup plus petites que les lieux situés au centre des grands continents. Les parties de ces derniers, voisines des grandes mers, doivent avoir la même propriété, et c'est en effet ce que l'expérience confirme. Il suit aussi de ce que l'eau de mer n'a point de maximum de densité au-dessus du point de congélation, que la température dans les mers devrait diminuer à mesure qu'on pénètre à de plus grandes profondeurs. C'est en effet ce qui existe dans les mers situées entre les tropiques. De l'équateur à 45° de latitude, la température de l'Océan décroît régulièrement jusqu'à une profondeur de 1000 brasses; de plus grandes profondeurs sont inexplorées; le décroissement, d'abord très-rapide, finit par être très-lent; la plus basse température observée est de 2°,2 centigrades : c'est probablement la température de toutes les profondeurs où la variation de chaleur est insensible. La région où règne cette température se relève avec la latitude; vers le pôle elle se trouve à une profondeur de 700 brasses, et la température des eaux est croissante à partir de la surface; du moins c'est ce qui a été constaté dans la baie

de Baffin par les capitaines Ross et Franklin, et dans les mers du Spitzberg par le capitaine Scoresby (1).

Avant les expériences de M. Ermann, on pensait que l'eau de mer avait un maximum de densité à 2° environ; alors l'équilibre des eaux à l'équateur et aux pôles, sous les températures observées, se concevait facilement; maintenant qu'il est bien constaté que l'eau de mer n'a point de maximum de densité au-dessus du point de congélation, il est difficile de comprendre comment l'équilibre des eaux subsiste vers les pôles. On se rendait compte des effets observés en admettant l'existence, à une grande profondeur, d'un courant dirigé de l'équateur vers les pôles, et d'un autre courant existant à la surface, qui serait dirigé des pôles à l'équateur; dans les mers glaciales, il y aurait un courant dirigé de bas en haut, qui devrait l'emporter sur le courant en sens contraire, que tend à établir le refroidissement de la surface. On a trouvé, en effet, dans différentes parties du globe, des courants d'eau chaude et d'eau froide dirigés comme nous venons de l'indiquer. Le long du Chili et du Pérou, il existe un courant dirigé du sud au nord qui porte jusque sous le parallèle du cap Blanc les eaux froides des régions voisines du pôle austral (M. de Humboldt); on a reconnu sur la côte sud-est de l'Afrique un courant d'eau chaude dirigé vers le pôle austral, et dont la température est de 4° à 5° plus élevée que celle des mers voisines; enfin, il existe un grand courant d'eau chaude (gulph-stream) qui, après s'être élevé et réfléchi dans le golfe du Mexique, avoir débouché par le détroit de Bahama, se meut du sud au nord à une certaine distance des côtes des États-Unis; à une certaine hauteur ce courant se bifurque : une des branches suit les Orcades et la Norwége, l'autre retourne vers l'équateur, en passant à quelque distance des côtes du Portugal. Mais, d'après une remarque de M. Saigey, le fait d'une température de l'eau croissante avec la profondeur, dans les régions polaires, peut se concilier avec un état d'équilibre stable dans le même sens; il suffit pour cela que l'accroissement de la température soit tel

(1) Dans le voisinage des pôles la mer est ordinairement d'un bleu foncé, et dans certaines parties, souvent d'une grande étendue, elle est verte et peu transparente. Ce changement de teinte provient d'une immense quantité de mollusques transparents, du genre des méduses, ayant 1/20 à 1/30 de pouce de diamètre, assez rapprochés pour qu'un pied cube d'eau en contienne plus de 100,000. Ces mollusques forment la pâture d'autres animaux dont se nourrissent les baleines : aussi ces mers sont-elles recherchées par les vaisseaux baleiniers. (Scoresby.)

que la dilatation, et par suite la diminution de densité qui en résulte, ne compense pas la contraction due à la pression des couches liquides supérieures, et c'est une chose très-possible : car la diminution de volume de l'eau par compression, pour une charge d'une atmosphère, étant de 0,000045, pour dix atmosphères (environ 103 mètres d'eau), elle serait sensiblement de 0,00045, et la densité de 1,00045, qui répond à bien peu près à celle de l'eau, à + 9°.

Dans les grands lacs d'eau douce, où l'eau a une très-grande profondeur, la température, à une profondeur qui dépasse celle à laquelle pénètrent les chaleurs de l'été, doit être de 4°. C'est en effet ce que Saussure a constaté par de nombreuses expériences faites de 1777 à 1784. Il regardait ce résultat comme inexplicable; on ne savait pas alors que l'eau eût un maximum de densité à 4°.

Les eaux des rivières n'ayant pas, en général, une grande profondeur, le mouvement tend à établir l'égalité de température dans toute la masse.

Les sources abondantes et les eaux fournies par les puits artésiens ont, pendant toute l'année, une température sensiblement constante, qui est probablement celle de la couche de la terre où elles ont séjourné. Les eaux thermales ont quelquefois une température très-élevée; on ignore complétement si cette température provient de la profondeur du bassin qui les renfermait, ou de certaines actions chimiques qui se seraient développées sur leur passage.

Le froid excessif qui se produit dans le voisinage du pôle boréal pendant le séjour du soleil au-dessous de l'équateur, par le rayonnement vers les espaces planétaires, des nombreux continents et des hauts fonds, occasionne la congélation des eaux à une grande profondeur; mais, au retour de la belle saison, la débâcle survient, et d'immenses plaines de glace, de 6 à 8 mètres d'épaisseur, et de plus de 100 lieues carrées, flottent sur les eaux, entraînées par les courants; ces masses énormes se brisent souvent par leur rencontre, et les débris réunis forment alors des montagnes de glace ayant plus de 160 mètres de hauteur, et qui s'élèvent au-dessus de la surface des eaux. Ces grandes masses de glace, qui deviennent flottantes au retour du soleil, se sont formées, pour la plupart, sur les côtes; mais, d'après le capitaine Scoresby, il se forme aussi des glaces en pleine mer, et à plus de 20 lieues des terres. C'est après la débâcle que les mers polaires deviennent accessibles, et que les vaisseaux baleiniers peuvent pénétrer dans les parages fréquentés

par les baleines. Au pôle austral la température est beaucoup plus douce, à cause de la profondeur des mers et de l'absence des grandes terres; il paraît qu'au delà de la latitude des nouvelles Orcades et des nouvelles Schetland, qui forment une barrière de glace, on trouve une mer libre qui se prolonge jusqu'au pôle.

Dans les lacs profonds d'eau douce, au-dessous de la couche où pénètrent les chaleurs de l'été, la température est constante et égale à 4°. Alors celle de la surface ne peut descendre au-dessous de 4° qu'après que toute la masse a atteint le même degré, et la congélation n'a lieu que par un froid d'autant plus grand et d'autant plus prolongé que la couche est plus épaisse. Ainsi, l'existence, pour l'eau douce, d'un maximum de densité supérieur à zéro, avance beaucoup la congélation : car, si ce maximum de densité n'existait pas, ou s'il avait lieu à zéro, toute la masse devrait être amenée à ce point avant le commencement de la congélation. Il est facile de voir qu'après le dégel la température de la masse doit s'élever à 4° avant que les couches supérieures se réchauffent davantage.

Dans les rivières, les eaux ayant sensiblement la même température, la congélation ne peut se manifester au milieu du courant que quand toute la masse est refroidie à 0°; mais sur les bords elle a lieu plus tôt, parce que, en général, l'eau y est moins profonde, et qu'elle est en contact avec un sol qui se refroidit bien plus facilement que l'eau. On a constaté récemment que la glace se forme aussi sur le fond des rivières. Ces glaces sont composées d'aiguilles adhérentes, entrelacées, et ont de l'analogie avec la neige; elles font souvent déborder les rivières; mais par un léger changement de température elles se détachent, gagnent la surface, et la rivière rentre dans son lit. Ces glaces ne se forment que dans les eaux en mouvement, et quand le lit renferme du sable, des pierres, des corps anguleux; il est probable que le mouvement amène la totalité de l'eau à zéro, et que les aspérités des corps qui se trouvent sur le lit déterminent la congélation, comme les aspérités des corps étrangers déterminent la cristallisation des dissolutions saturées.

Température de l'air à la surface du sol.

773. La température de l'air n'est pas en général la même que celle du sol sur lequel il repose. Les causes de cette différence sont nombreuses : elles résident dans la nature, les facultés conductrices et rayonnantes, et l'humidité du sol; souvent, pendant le

jour, la température du sol s'élève à 50°, et descend pendant la nuit à —10°, tandis que la température de l'air n'éprouve pas, à beaucoup près, d'aussi grandes variations. La détermination de la température de l'air est une opération qui exige plusieurs précautions importantes. Le thermomètre doit avoir un petit réservoir, afin qu'il prenne rapidement cette température ; il doit être exposé au nord, à l'ombre des édifices, afin qu'il soit soustrait à l'influence des murailles directement échauffées par le soleil ; il serait même avantageux de le placer entre deux disques de bois d'un grand diamètre, qui intercepteraient le rayonnement de la terre et des espaces planétaires : l'instrument indiquerait alors, d'une manière bien plus certaine, la température de la couche d'air dans laquelle il est plongé.

774. On désigne sous le nom de *température moyenne du jour* la moyenne d'un grand nombre d'observations qui se succéderaient à de petits intervalles pendant toute la durée du jour. On pourrait obtenir cette moyenne avec une exactitude suffisante en faisant seulement vingt-quatre observations, une toutes les heures, et en divisant par 24 la somme des températures observées. Mais on a reconnu, par expérience, qu'on pouvait arriver à cette température moyenne, 1° en prenant la moyenne des températures maximum et minimum, températures qu'on peut déterminer avec les instruments que nous avons décrits : le maximum a toujours lieu à deux heures après midi, le minimum vers quatre heures du matin ; 2° en prenant la température à une certaine heure du matin ou du soir, qui varie avec le mois. Pour le mois de juillet, c'est à sept heures du matin que la température est égale à la température moyenne de la journée, à dix heures pour le mois de janvier, et pour les autres mois à des heures intermédiaires.

M. Jurgensen a imaginé de mesurer les températures moyennes, pendant un jour ou un intervalle plus long, au moyen d'une montre dans laquelle se trouve une disposition qui augmente les effets provenant des variations de température : c'est un compensateur ordinaire, dans lequel les métaux sont placés en sens contraire de leur position ordinaire ; une variation de 1° produit une variation de marche de 32″ par vingt-quatre heures. Ainsi, connaissant la marche de la montre à une température donnée, et sa marche pendant un jour lorsque la température est quelconque et variable, on en déduira la température moyenne, telle qu'on l'aurait déduite d'un nombre infini d'observations.

Dans chaque lieu les variations diurnes de température augmentent avec la température moyenne du jour. Ainsi elles sont beaucoup plus grandes en été qu'en hiver. On a aussi reconnu que le maximum de variation diurne diminue à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur. Ces variations sont, en général, très-petites sur les grandes mers, dans les îles, et sur les côtes des grands continents : on en concevra facilement la raison, d'après ce que nous avons dit précédemment.

Dans les mers équatoriales, loin des côtes, la variation est de 1° à 2°; entre 25° et 50° de latitude elle est de 2° à 3°, tandis que sur les continents elle s'élève à 12° ou 15°. Sur les grandes mers le maximum a lieu près de midi, tandis que sur les continents il existe à deux ou trois heures; entre les tropiques et jusqu'à 50° de latitude, la température de l'eau et de l'air diffèrent peu, tandis que dans les régions polaires l'air est toujours beaucoup plus froid que l'eau.

Les variations diurnes de température dans un même lieu peuvent servir à déterminer une valeur approchée de la température des espaces planétaires, dans l'hypothèse de Fourier. En effet, si dans un même lieu on forme le tableau des variations de températures correspondantes à des températures moyennes décroissantes, on pourra, en supposant que ces éléments conservent entre eux les mêmes relations, trouver la température moyenne, pour laquelle la variation serait nulle, et cette température sera celle de l'espace planétaire : car la température moyenne résultant du rayonnement constant de l'espace et de la chaleur périodique solaire, à mesure que l'influence de cette dernière cause s'affaiblit, la température moyenne s'abaisse en même temps que la variation diminue; et il est évident que, si l'action solaire devenait nulle, la variation deviendrait également nulle, et la température celle de l'espace. M. Saigey a trouvé ainsi, d'après les expériences faites au Saint-Bernard, à Genève, à Fribourg, et dans le nord de l'Amérique, le chiffre — 60° pour la température de l'espace. Pour l'objet dont il est question, il faut chercher des lieux élevés et situés dans l'intérieur des continents, afin qu'ils soient soustraits le plus possible aux causes qui tendent à diminuer les variations diurnes.

Des observations nombreuses de températures moyennes diurnes, et des variations extrêmes de température du jour à la nuit obtenues à Genève, à

Fribourg et dans le nord de l'Amérique, ont permis d'établir les rapports indiqués par le tableau ci-dessous.

Températures moyennes du jour.	Variations extrêmes du jour à la nuit.
20°	10°,5
10	9
0	7,8
— 10	6,5
— 20	5,2
— 32	3,4

Si on représente les températures moyennes par t et les variations correspondantes par v, on conçoit qu'il doit exister une certaine liaison entre ces deux quantités. Or, si on construit graphiquement les nombres des deux colonnes en prenant les températures pour abscisses et les variations pour ordonnées, on trouve que la ligne qui passe par les extrémités de ces dernières est sensiblement droite. Posons donc $v = at + b$ pour représenter la dépendance des deux variables v et t, et pour déterminer les constantes a et b, prenons les couples de valeurs ($t = 20°$, $v = 10°,5$), ($t = -32°$, $v = 3°,4$), on trouvera $a = 80 : 650$; $b = 4835 : 650$; et par suite,

$$v = \frac{80}{650} t + \frac{4835}{650}.$$

On peut reconnaître que cette formule reproduit sensiblement les résultats consignés au tableau pour v, quand on met pour t les valeurs correspondantes. Si on suppose que toute variation disparaisse, cette équation fournira la température t, à laquelle cela a lieu. En faisant $v = 0$, on trouve $t = -60°$. Ainsi, dans une localité où la température moyenne serait de — 60°, toute variation de température du jour à la nuit cesserait d'exister; ce qui veut dire qu'en cette localité la température serait constante et précisément celle des espaces planétaires.

D'un autre côté, plusieurs milliers d'observations thermométriques simultanées, faites aux mêmes jours et heures à Genève et à Fribourg, on produit les résultats suivants :

Température à Genève.	Température à Fribourg.
30°	27°,7
20	18,0
10	8,2
0	1,6
— 10	11,3
— 20	21,0

Or, les températures de Genève peuvent être regardées comme une certaine fonction y de celles x qui règnent au même moment à Fribourg; et quelques essais graphiques montrent qu'en prenant y pour ordonnée et x pour abscisse, les nombres du tableau ci-dessus permettent de prendre la fonction y de la forme $y = ax + b$. Si on détermine a et b par les couples extrêmes des

températures du tableau, en faisant ($y = 30°$, $x = 27°,7$); ($y = -20°$, $x = -21°$), on trouve $a = 500 : 487$ et $b = 760 : 487$; de sorte que les valeurs de y et x sont liées par l'équation

$$y = \frac{500}{487}x + \frac{760}{487}.$$

La comparaison des deux colonnes du tableau montre que la température est un peu plus basse à Fribourg qu'à Genève, et que les différences sont moindres en hiver qu'en été, c'est-à-dire à mesure que la température absolue diminue dans les deux localités. Si la diminution continuait à avoir lieu suivant la progression indiquée dans chacune des colonnes, la différence de température des deux localités finirait par s'évanouir, et on aurait $y = x$. Or, si on fait cette supposition dans l'équation, elle donne $y = x = -58°,4$. Ainsi à $-58°,4$ la même température régnerait à Genève et à Fribourg, indépendamment de toutes les influences locales; ce qui ne saurait avoir lieu qu'autant que $-58°,4$ serait la température du milieu environnant, c'est-à-dire celle des espaces planétaires.

On désigne sous le nom de *température moyenne mensuelle*, la moyenne des températures observées à des instants très-rapprochés pendant tout le mois. On peut évidemment obtenir cette température en prenant la moyenne des températures moyennes des trente jours du mois.

Enfin, la *température moyenne annuelle* est la moyenne des températures observées pendant toute l'année à des instants très-rapprochés. On peut également l'obtenir en prenant la moyenne des températures moyennes de tous les jours de l'année, ou la moyenne des températures moyennes des douze mois.

Les observations faites aux différentes heures du jour peuvent encore être combinées de plusieurs autres manières : on pourrait calculer les moyennes annuelles aux différentes heures. M. Bouvard, en comparant les observations recueillies pendant seize ans à l'Observatoire, a reconnu : 1° que la température maximum avait lieu à deux heures, et que la moyenne était de 14°,47; 2° que la température minimum avait lieu à quatre heures du matin, et que la moyenne était de 7°,13; 3° que la température moyenne annuelle coïncidait avec la température moyenne à huit heures 20′ du matin et huit heures 20′ du soir, et que cette température moyenne annuelle était de 10°,67; 4° que la moyenne des températures maximum et minimum diffère très-peu de la température moyenne annuelle 10°,67. Ainsi, dans nos climats, pour obtenir la température moyenne annuelle, il suffira d'observer tous les jours la température à huit heures 20′ du matin ou du soir, et de prendre

la moyenne de toutes les observations, ou d'observer chaque jour la température maximum et minimum, et d'en prendre également la moyenne.

En faisant les mêmes combinaisons pour chaque mois de l'année pendant la période de seize ans dont nous avons parlé, on est conduit aux résultats suivants :

TEMPÉRATURES.

Mois.	Maximum.	Minimum.	Moyennes.
Janvier.....	4°,0.....	0°,1.....	2°,0
Février.....	6,8.....	1,2.....	4,0
Mars.....	10,5.....	3,5.....	7,0
Avril.....	15,2.....	6,1.....	10,7
Mai.....	18,6.....	9,4.....	14,0
Juin.....	21,8.....	12,1.....	17,0
Juillet.....	23,4.....	13,9.....	18,7
Août.....	23,0.....	13,7.....	18,2
Septembre...	20,1.....	11,4.....	15,8
Octobre.....	15,2.....	7,8.....	11,5
Novembre....	9,4.....	4,5.....	7,0
Décembre....	5,8.....	2,0.....	3,9

Ainsi, à Paris, le mois le plus froid est janvier, et les mois les plus chauds sont juillet et août. Les températures extrêmes ne coïncident pas avec le passage du soleil aux solstices par la même raison que le maximum de température du jour est après midi. On voit aussi d'après ce tableau que la température moyenne du mois d'avril est exactement la température moyenne annuelle. Alors, dans nos climats, on peut déterminer cette dernière en observant seulement la température moyenne du mois d'avril, et comme dans ce mois la température moyenne du jour tombe à 8^h 15′, il suffira d'observer la température tous les jours du mois d'avril à 8^h 15′, de faire la somme de ces températures et de la diviser par 30.

En Europe, la température moyenne annuelle d'un lieu est donnée avec assez d'exactitude par la température constante des caves, ou par celle des eaux de puits. A Paris, la couche de température invariable est à peu près à 8 mètres de profondeur. Sous les tropiques sa température est donnée par un thermomètre placé sous un abri à 0^m,32 de profondeur. (M. Boussingault.) C'est une conséquence de la faible variation diurne de température.

La température moyenne annuelle d'un climat dépend non-seulement de sa latitude, mais de sa position par rapport aux grandes

mers, aux grandes chaînes de montagnes, de l'état du sol; il n'est pas douteux qu'elle varie aussi avec la culture, et surtout avec le déboisement.

775. *Des températures moyennes aux différentes latitudes.* Les observations exactes sur les températures moyennes annuelles sont encore trop peu nombreuses pour que l'on puisse établir la loi des températures moyennes à la surface du globe; cependant elles sont suffisantes pour constater plusieurs faits généraux importants.

776. La température moyenne décroît en général à partir de l'équateur, d'abord très-lentement, et ensuite plus rapidement. Ce décroissement est plus lent en Europe et en Afrique qu'en Amérique.

La température moyenne n'est pas la même dans tous les lieux situés sous l'équateur; elle est plus élevée en Afrique qu'en Asie et en Amérique, et plus sur ces continents que sur l'océan Pacifique : les températures moyennes des trois grands continents, à l'équateur, paraissent être de 31°, 28° et 25°.

777. L'*équateur thermal*, ou la ligne qui passe par les points les plus chauds de tous les méridiens, ne coïncide pas avec l'équateur géographique : il s'élève de quelques degrés au nord dans l'intérieur de l'Afrique, coupe l'équateur terrestre en deux points situés l'un sur la côte du Pérou, l'autre dans l'île de Sumatra, et descend probablement au sud vers le milieu du grand Océan.

778. Les *lignes isothermes*, c'est-à-dire les lignes passant par les lieux qui possèdent la même température, ne sont point parallèles à l'équateur, d'après ce qui précède; on a également reconnu qu'elles ne sont point parallèles entre elles; en général, elles se rapprochent de l'équateur à l'orient et à l'occident de l'Europe.

A égalité de latitude, la température est plus élevée en Europe et en Afrique que dans l'Asie et l'Amérique, et plus élevée dans ces deux continents que dans l'océan Pacifique.

779. Le *pôle glacial septentrional*, c'est-à-dire le point le plus froid de l'hémisphère nord de la terre, ne coïncide pas avec le pôle de la terre : c'est ce qui résulte nécessairement de ce qui précède. En combinant les observations faites par les marins qui ont parcouru les régions polaires du globe, on trouve que le pôle glacial est situé au nord du détroit de Behring, par 170° de longitude ouest de Paris, et 80° de latitude. Le pôle glacial de l'hémisphère sud ne coïncide pas non plus avec l'autre pôle de la terre; il paraît situé sur le même méridien que le premier et du même côté de l'axe de la terre.

La température moyenne du pôle septentrional paraît être de — 16°, et celle du pôle glacial de — 23°. Il est facile de voir que le méridien qui passe par les deux pôles glacials est divisé en deux parties inégales par ces deux pôles, et que la partie la plus petite passe par les lieux où la température décroît le plus rapidement quand la latitude augmente, et que l'autre partie passe, au contraire, par les lieux où la température décroît le plus lentement à partir de l'équateur. Cette dernière partie se trouve à 10° à l'est de Paris.

780. *Des variations diurnes et annuelles de températures.* Les climats sont caractérisés non-seulement par la température moyenne, mais encore par les variations diurnes et annuelles de température. En général les variations diurnes sont d'autant plus étendues que la température moyenne est plus élevée, parce que le refroidissement par le rayonnement nocturne est d'autant plus grand que la terre est plus échauffée, et qu'en outre, dans les pays voisins de l'équateur, la pureté du ciel favorise beaucoup ce rayonnement. Mais, comme nous l'avons déjà vu, ces variations sont très-petites sur les côtes de la mer, et surtout dans les îles situées au centre des grandes mers, où elles se réduisent à quelques degrés. Dans les mers équatoriales les variations sont encore plus faibles : la température reste toujours comprise entre 27° et 29°.

Les variations annuelles suivent une loi différente : elles augmentent à mesure que la température moyenne diminue, et il est facile d'en rendre raison. Remarquons d'abord qu'à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur, l'inégalité des jours et des nuits s'accroît; et comme l'action du soleil, pendant qu'il est en deçà de l'équateur, est plus affaiblie par l'obliquité des rayons qu'elle n'est augmentée par l'accroissement des jours, il en résulte que la température moyenne, pendant le séjour du soleil en deçà de l'équateur, est diminuée, ainsi que l'expérience le confirme; et d'un autre côté, comme le refroidissement est augmenté pendant le reste de l'année par la plus longue durée des nuits, il s'ensuit que la température moyenne, pendant cette partie de l'année, diminue aussi; mais la température des espaces planétaires étant constante, la température moyenne, dans ce second cas, est plus abaissée que dans le premier, comme l'expérience le démontre : par conséquent, la température moyenne annuelle diminue en même temps que la variation extrême des températures devient plus forte.

M. Saigey, en réunissant les observations faites à toutes les latitudes, a formé le tableau suivant :

Températures moyennes.	Plus grandes chaleurs.	Plus grands froids.	Variations totales.
30	48	12	36
20	41	— 1	42
10	34	— 14	48
0	26	— 26	52
— 10	19	— 36	58
— 20	12	— 52	64
— 23	9	— 57	66

Température de l'air au-dessus du sol.

781. On sait que la température de l'air diminue à mesure qu'on s'élève au-dessus de la surface de la terre. Ainsi, dans le voyage aérostatique de M. Gay-Lussac, où ce célèbre physicien s'est élevé jusqu'à 6979 mètres, la température a passé successivement de 30°,8 à — 9°,5. Ce décroissement de température s'explique facilement. En effet, les rayons solaires qui pénètrent l'atmosphère sont en partie absorbés par l'air, et cela en quantité croissante avec sa densité; en outre, l'accroissement de température qui en résulte varie aussi dans le même sens que la densité, car la capacité calorifique augmente quand la pression diminue. Quant au rayonnement de la terre, il est facile de voir qu'il agit de la même manière et qu'il tend aussi à établir une température décroissante à partir de sa surface. A ces deux causes il faut encore ajouter le rayonnement des espaces planétaires et le rayonnement réciproque des couches d'air, causes qui ne peuvent pas changer le mode de distribution de chaleur, que les deux premières tendent à établir. On pourrait penser que la chaleur se répand aussi dans l'atmosphère par des courants semblables à ceux qui se produisent dans un vase plein d'eau qu'on échauffe par la partie inférieure; mais la progression du refroidissement dans l'atmosphère est incompatible avec ces mouvements, car de l'air chaud qui s'élèverait dans l'atmosphère se refroidirait par sa dilatation, et nous allons voir que la progression de ce refroidissement serait beaucoup plus rapide que celle qui existe dans l'atmosphère, de sorte que l'air chaud des couches inférieures de l'atmosphère ne peut s'élever, et que de l'air qui serait fortement échauffé ne pourrait monter qu'à une certaine hauteur, celle à laquelle la température qu'il prendrait par la dilatation serait égale à la température de l'atmosphère.

En effet, prenons, par exemple, les expériences de M. Gay-Lussac, que nous avons citées précédemment, et cherchons, à l'aide

de la formule de Poisson [652], quelle température prendrait de l'air à 30° sous la pression de $0^m,76$, qui serait transporté à une hauteur de 6979^m, ou qui serait soumis à la pression de $0^m,328$, que M. Gay-Lussac a observée à cette hauteur. On trouve que cette température serait de —35°, tandis que la température à cette hauteur est seulement de —9° : ainsi l'air du sol à 30° ne peut pas s'élever à la hauteur de 6979^m. Il serait facile de reconnaître par les mêmes calculs qu'il ne pourrait pas s'élever non plus à des hauteurs plus petites, en partant des températures observées à des hauteurs inférieures; les mêmes calculs, appliqués à toutes les observations faites simultanément à la surface du sol et sur les montagnes élevées conduisent à la même conséquence, quoique, comme nous le verrons plus loin, la température sur les montagnes soit plus basse que dans l'atmosphère au-dessus des plaines à la même hauteur. On voit sans peine que l'air qui se trouverait à une plus haute température que les couches inférieures de l'atmosphère atteindrait une certaine hauteur, d'autant plus grande que sa température serait plus élevée, et qu'il serait facile de calculer dans chaque cas particulier. Par exemple, si on voulait savoir à quelle hauteur se serait élevé de l'air à 100° le jour de l'expérience de M. Gay-Lussac, il faudrait, à l'aide de la formule de Poisson, construire une courbe dont les abscisses représenteraient les forces élastiques, et les ordonnées, les températures de l'air qui s'élève, et une autre courbe dont les abscisses représenteraient les forces élastiques, et les ordonnées, les températures de l'atmosphère correspondantes à ces abscisses : l'abscisse du point d'intersection des deux courbes serait la force élastique de l'air atmosphérique correspondante à la hauteur cherchée.

Il résulte de ce qui précède, que l'air des hautes régions de l'atmosphère, quoiqu'à une température inférieure à celle du sol, contient, à poids égal, beaucoup plus de chaleur : car, par la même raison que l'air du sol transporté à une certaine hauteur y prendrait par sa dilatation une température inférieure à celle qui règne à cette hauteur, l'air de ces régions, ramené à la surface du sol, y prendrait une température supérieure à celle qu'il y trouverait. Par exemple, de l'air à —9° pris à 6979^m de hauteur sous la pression de $0^m,328$ posséderait à la surface de la terre une température de 73°, tandis que celle des couches inférieures de l'atmosphère y est seulement de 30°. Il résulte des nombreuses expériences faites sur la température de l'air à différentes hauteurs, que la température baisse de 1°

pour un accroissement de hauteur variable de 111^{m} à 283^{m}; mais ce décroissement n'est pas uniforme. M. de Humboldt a constaté que dans les Andes il était très-lent de 1000 à 3000 mètres, et qu'il était le plus rapide de 3000 à 4000.

M. Saigey, en combinant toutes les observations faites jusqu'ici, est parvenu au résultat suivant, lorsque la température du sol est de 30° :

Pression.	Température.	Différence de température.
0^{mm}	— 62,0	
50	— 53,0	9,0
100	— 44,4	8,6
150	— 36,2	8,2
200	— 28,5	7,7
250	— 21,2	7,3
300	— 14,3	6,9
350	— 7,8	6,5
400	— 1,7	6,1
450	+ 4,0	5,7
500	+ 9,3	5,8
550	+ 14,2	4,9
600	+ 18,6	4,4
620	+ 22,6	4,0
700	+ 26,2	3,6
750	+ 29,4	3,2
760	+ 30,0	

Dans ce tableau, les différences des températures diminuent régulièrement de 0°,4. M. Saigey admet, d'après l'ensemble des expériences faites à Genève, à Fribourg et au Saint-Bernard, que, pour toute autre température à la surface du sol, les différences secondes sont également constantes, et que ce nombre, ainsi que la première différence, sont proportionnels à la différence des températures du sol et des espaces planétaires : ainsi, par exemple, pour une température de 15° à la surface du sol, on aurait, pour déterminer la première différence, la proportion

$$(30 + 62) : (15 + 62) :: 9 : x = 7,53;$$

et, pour la variation des différences,

$$(62 + 30) : (62 + 15) :: 0,4 : x = 0,33.$$

Il serait facile, d'après cela, de calculer des tableaux semblables au précédent pour toute température de l'air à la surface du sol.

Si on calcule d'après la formule [305] les hauteurs correspondantes aux pressions du tableau précédent, on parviendra facile-

ment à trouver les hauteurs correspondantes à des températures décroissantes de 5°. Alors on aura le tableau suivant :

Température.	Hauteur totale.	Hauteur pour chaque degré.
30	0	
25	954	191
20	1835	176
15	2678	169
10	3505	165
5	4329	165
0	5163	167
— 5	6018	171
— 10	6902	177
— 15	7828	185
— 20	8807	196
— 25	9870	212
— 30	11034	233
— 35	12343	262
— 40	13849	301
— 45	15694	369
— 50	18086	478
— 55	21651	713
— 60	29638	1597

Il résulte de ce tableau que le refroidissement va en s'accélérant jusqu'à une hauteur de 3 à 4000 mètres, et qu'au delà le refroidissement devient décroissant. Ainsi, il y a une hauteur à laquelle la température de l'atmosphère décroît le plus rapidement possible. Cette hauteur augmente à mesure que la température du sol diminue; et comme le refroidissement n'éprouve que de faibles variations jusqu'au point où la chaleur décroît le plus rapidement possible, on peut le regarder comme uniforme; alors, en supposant successivement le sol à 30°, 20°, 10°, 0°, — 10°, — 20°, — 30°, — 40°, — 50°, — 60°, on trouve, terme moyen, que le refroidissement est de 1 degré pour 175^{m}, 190, 209, 235, 270, 323, 411, 588, 1038, ou 6144^{m}. Il résulte évidemment de là que le refroidissement de l'atmosphère est plus rapide en été qu'en hiver, et dans les pays chauds que dans les pays froids.

Ce qui précède n'est point applicable à l'air qui se trouve au-dessus des grandes mers, pour lesquelles on n'a fait aucune expérience sur la température à différentes hauteurs; la faible variation diurne de température des mers et l'évaporation doivent produire dans l'air une loi de refroidissement différente de celle qui se manifeste dans la partie de l'atmosphère qui s'appuie sur les continents.

782. *Du froid des montagnes.* Sur tous les points du globe, on a reconnu que le climat est plus rigoureux dans le voisinage des hautes chaînes de montagnes qu'à la même latitude dans les plaines ou sur les plateaux. Il est très-probable que deux causes différentes concourent à produire cet effet : 1° l'air étant plus rare sur les montagnes qu'à la surface de la terre, le refroidissement nocturne y est plus grand, surtout lorsque les montagnes s'élèvent au-dessus de la région ordinaire des nuages, qui est à environ 3000^{m}. A la vérité, la même cause augmente l'intensité des rayons solaires; mais comme le calorique lumineux est en général peu affaibli par son passage à travers l'atmosphère, le premier effet l'emporte sur le second; 2° l'évaporation est plus rapide sur les montagnes que dans les plaines, à cause de la plus grande étendue des surfaces, de l'agitation de l'air et de la diminution de pression.

Si on compare aux mêmes instants les températures de deux lieux voisins, inégalement élevés au-dessus du niveau de la mer, on trouve que la température est toujours plus basse dans le lieu le plus élevé, et que cette différence décroît avec la température de chacun des lieux. Cette différence provient uniquement de l'action solaire; par conséquent, si on calcule pour quelle température elle serait nulle, cette dernière sera évidemment une valeur approchée de la chaleur stellaire, comme nous l'avons vu précédemment page 687.

783. *Limite des neiges perpétuelles.* Dans tous les climats, les neiges sont permanentes à des hauteurs plus ou moins considérables. En général, la limite où commencent les neiges perpétuelles s'élève à mesure qu'on se rapproche de l'équateur. Elle est à 4800^{m} dans les régions de l'Inde situées sous l'équateur; à 2739^{m} dans les Pyrénées; à 2670^{m} dans les Alpes; à 1050^{m} vers l'extrémité septentrionale de la Norwége. Mais les circonstances locales exercent une très-grande influence sur cette hauteur. Dans chaque lieu elle dépend non-seulement de la température moyenne annuelle, mais de la température du mois le plus chaud; elle s'élève ou s'abaisse avec cette température; la quantité de neige accumulée pendant l'hiver, le voisinage de la mer, l'état plus ou moins brumeux du ciel, et la masse des montagnes, exercent aussi une grande influence.

784. *Influence de l'atmosphère sur la température de la terre.* Les rayons solaires qui pénètrent l'atmosphère n'arrivent à la surface de la terre qu'après avoir éprouvé une diminution d'intensité

d'autant plus considérable qu'ils ont parcouru une plus grande épaisseur d'air. Ainsi, la présence de l'atmosphère affaiblit l'intensité des rayons solaires; mais la terre échauffée rayonne à son tour de la chaleur obscure, qui est interceptée par l'air dans une proportion beaucoup plus grande que la chaleur lumineuse, de sorte qu'en définitive l'atmosphère diminue la rapidité du refroidissement de la terre; et comme ce dernier effet l'emporte de beaucoup sur le premier, l'effet total est d'augmenter la température de la terre. Cette influence est absolument semblable à celle des vitres dans l'expérience de Saussure, rapportée [534]. Un accroissement de densité de l'atmosphère élèverait la température de la terre, et elle serait portée à un degré bien plus élevé encore si l'atmosphère était formée d'une substance comme le verre, qui se laisse facilement traverser par le calorique lumineux, et absorbe presque complétement le calorique obscur. Indépendamment de cette action de l'atmosphère pour augmenter la température de la terre, elle agit encore pour en diminuer les variations extrêmes diurnes et annuelles : car la température de la terre est liée à celle de l'atmosphère, de manière qu'elles augmentent ou diminuent ensemble; et comme la masse de l'atmosphère est très-grande, la quantité de chaleur qu'elle absorbe pour s'échauffer et se dilater, quand la température de la terre augmente, abaisse la température que celle-ci acquerrait sans cette influence; de même que, quand elle se refroidit, la quantité de chaleur émise par le refroidissement et la contraction de l'air diminuent le refroidissement que la terre éprouverait si elle n'était pas enveloppée de son atmosphère. On peut donc dire, d'après cela, que l'atmosphère de la terre se comporte, relativement aux variations de température, comme le volant des machines, qui, en absorbant ou en restituant de la force, restreint l'étendue des variations de vitesse. (M. Saigey.)

Des variations de la pression atmosphérique et des vents.

785. Dans un même lieu, à la surface de la terre, le baromètre éprouve des variations continuelles : les unes sont diurnes et périodiques; les autres purement accidentelles. On désigne sous le nom de *hauteur moyenne* du jour la somme des hauteurs observées d'heure en heure, divisée par 24. La hauteur moyenne du mois est la trentième partie de la somme des hauteurs moyennes des trente jours du mois. La hauteur moyenne d'une année est égale à la somme des hauteurs moyennes des jours de l'année divisée par leur

nombre. Enfin la moyenne des hauteurs de plusieurs années donne la hauteur moyenne du lieu.

Entre les tropiques, les variations diurnes sont très-régulières, et ne sont que très-peu influencées par l'état de l'atmosphère; mais à mesure qu'on s'approche des pôles, elles se trouvent masquées de plus en plus par les variations accidentelles, et ne peuvent être reconnues que par la comparaison des moyennes de la même heure, déduites de 15 à 30 jours; en même temps l'amplitude des variations diminue. A l'équateur elle est de $2^{mm},55$; à 20° de latitude, de $2^{mm},24$; à 30°, de $1^{mm},88$; à 40°, de $1^{mm},37$; à 45°, de $1^{mm},06$; à 50°, de $0^{mm},65$, et à 60° elle disparaît. A l'équateur, les heures de maximum et de minimum sont invariables; le baromètre atteint son maximum à 9 heures 23' du matin et à 10 heures 23' du soir, et son minimum à 4 heures 8' du soir et 4 heures 18' du matin. Dans nos climats, les maxima et les minima ont lieu à des époques qui varient avec les saisons. Le maximum arrive entre 7 et 8 heures du matin pendant l'été, et de 9 à 10 pendant l'hiver; le minimum du soir tombe entre 4 et 5 heures pendant la première saison, et entre 2 et 3 heures pendant la seconde. A Paris, la hauteur moyenne du jour a sensiblement lieu à midi et demi; entre les tropiques, elle a lieu à 1 heure après midi. A l'Observatoire de Paris, on observe le baromètre à 4 et à 9 heures du matin, à midi, à 3 et à 9 heures du soir.

Les variations diurnes du baromètre ont été observées entre les tropiques jusqu'à 4888 mètres de hauteur; au Saint-Bernard, elles paraissent nulles.

Indépendamment des variations diurnes dont nous venons de parler, la hauteur du baromètre éprouve des variations accidentelles, qui paraissent dépendre des vents, de l'état pluvieux ou orageux du ciel. En général, le baromètre monte quand le ciel est serein; il descend quand il pleut, et surtout quand il se forme un orage. Le baromètre baisse par les vents chauds; il monte par les vents froids. Vers les pôles, les variations accidentelles sont très-grandes, très-irrégulières, et sont des indices certains des coups de vent.

L'amplitude des variations totales du baromètre augmente de l'équateur au pôle. A l'équateur, elle est de 6 millimètres; au tropique du Cancer, de 30; en France, de 62; à 25° du pôle, encore plus forte. Les variations de part et d'autre de la hauteur moyenne ne sont pas égales. Les distances de la limite supérieure et de la

limite inférieure à la hauteur moyenne sont entre elles comme 1 est à 2.

786. *Des vents.* Les vents s'animent presque toujours graduellement; ils ont en général la température des lieux où ils ont pris naissance, et sont d'autant plus constants qu'on s'approche davantage de la zone torride. Leur direction est modifiée par les obstacles qu'ils rencontrent; ils ne se réfléchissent point, mais suivent la direction des surfaces qu'ils viennent frapper. Il est très-difficile de mesurer leur vitesse, et, de tous les instruments construits dans ce but, c'est l'anémomètre de M. Combes, décrit page 352, qui donne les résultats les plus exacts. La plus grande vitesse du vent est de 45 mètres par seconde, à peu près de 30 lieues à l'heure. Il en résulte alors un *ouragan* capable de déraciner les arbres et de renverser les édifices.

On distingue deux espèces de vents : ceux qui sont périodiques et offrent une certaine régularité, et ceux qui sont accidentels. Nous décrirons les premiers avec quelques détails.

Les *brises* sont des vents qui soufflent sur les côtes maritimes : le jour, de la mer vers les terres, et la nuit, dans la direction contraire. La brise du jour ou du matin, ou le vent de mer, commence quelques heures après le lever du soleil; elle cesse vers 4 ou 5 heures du soir. La brise de nuit ou du soir, ou le vent de terre, commence au coucher du soleil et dure jusqu'au retour de l'aurore. Les brises s'observent toute l'année dans la zone torride, et en été seulement dans la zone tempérée : elles ne se font sentir qu'à une petite distance des côtes, sur les terres et sur la mer.

Dans la zone torride, et principalement sur les mers qui forment de vastes golfes, règnent des vents qu'on désigne sous le nom de *moussons*, et qui soufflent dans un sens pendant un certain temps, et dans le sens contraire pendant le reste de l'année. Leur direction n'est jamais ni parallèle ni perpendiculaire à l'équateur; elle tend toujours vers l'hémisphère que le soleil échauffe le plus, et change quand le soleil passe par la verticale du lieu que l'on considère.

Enfin, dans les grandes mers, et loin des côtes, il existe des vents qui soufflent en général de l'est à l'ouest, et qu'on désigne sous le nom de *vents alizés*. Ils s'étendent de chaque côté de l'équateur jusqu'à 30° de latitude. Leur direction, d'abord parallèle à celle des moussons, s'incline ensuite d'autant moins vers l'équateur qu'ils s'en rapprochent davantage. On avait cru qu'au nord de l'équateur

les vents alizés soufflaient constamment du nord-est, et qu'au sud ils étaient dirigés vers le sud-est; mais les phénomènes ne sont pas les mêmes dans tous les méridiens : en chaque lieu ils changent d'ailleurs avec les saisons; le voisinage des continents les modifie dans leur force et dans leur direction. Sur la côte occidentale du Mexique, de Panama à la péninsule de la Californie, entre 8° et 22° de latitude nord, le courant est renversé.

787. *Causes des variations de pression de l'atmosphère et des vents.* Lorsque l'air s'échauffe, il se dilate, et le mouvement dirigé de bas en haut qui accompagne cette dilatation produit nécessairement un accroissement de pression; mais comme la vitesse de l'air pendant la dilatation est très-petite, la pression qui en résulte est tout à fait insensible. Les changements de pression ne peuvent point non plus provenir de la diminution de pesanteur qu'éprouve l'atmosphère en s'éloignant ou en se rapprochant de la terre par son échauffement ou son refroidissement; cette cause, en effet, quoique plus influente que la première, est encore incapable de produire même les oscillations barométriques diurnes. Les variations du baromètre proviennent, comme nous allons le faire voir, d'une augmentation ou d'une diminution réelle de la colonne d'air qui pèse sur le mercure.

Considérons dans l'atmosphère les couches de même élasticité. En supposant que la température de l'atmosphère soit constante, elles seraient terminées par des surfaces parallèles à celles des mers; et, si dans chaque verticale la température variait suivant une loi quelconque, mais la même pour toutes, les couches seraient encore terminées par des surfaces de forme et de position invariables, qui se rapprocheraient ou s'éloigneraient ensemble de la surface de la terre. Supposons maintenant que l'atmosphère éprouve une augmentation locale de température, et examinons ce qui arrivera dans des lieux voisins inégalement élevés au-dessus du sol : les couches de même élasticité se relèveront, et l'effet produit sur chacune d'elles sera égal à la somme des effets produits sur les couches inférieures. Ainsi, les couches qui dépassent les lieux les plus élevés seront beaucoup moins relevées dans les parties qui sont situées au-dessus de ces lieux que dans les autres; l'équilibre, par conséquent, ne pourra pas subsister, et l'air s'écoulera des lieux bas vers les lieux élevés, et ce serait le contraire si l'air se refroidissait. Ainsi, dans le premier cas, la pression devra diminuer dans les plaines et augmenter sur les montagnes, et dans le second cas ce

sera l'inverse. On n'a point à tenir compte de l'air qui, dans le premier cas, pourrait arriver des lieux qui seraient moins élevés, ni, dans le second, de l'air qui afflue des lieux plus élevés encore, attendu qu'en général l'air qui s'écoule se répand dans toutes les directions, et que la quantité d'air reçue est très-petite relativement à la perte.

Considérons maintenant un lieu ayant une hauteur moyenne au-dessus du niveau de la mer, et rappelons-nous que les continents forment une série de plateaux qui s'élèvent progressivement, à partir de ce niveau. Lorsque la chaleur sera à son maximum ou à son minimum, l'air affluera vers les lieux plus élevés ou plus bas. Ainsi il y aura deux minimum de pression, l'un vers trois heures du soir, l'autre vers trois heures du matin; et la plus grande pression aura lieu aux époques de la température moyenne, c'est-à-dire vers neuf heures du matin et du soir. On explique facilement, d'après ce qui précède, pourquoi, dans les lieux peu élevés au-dessus de la mer, la pression de l'air est plus grande en hiver qu'en été, et pourquoi c'est le contraire dans les lieux très-élevés. En effet, les lieux peu élevés au-dessus de la mer reçoivent, pendant l'hiver, des courants de tous les plateaux voisins plus élevés, tandis que les lieux très-élevés en reçoivent pendant l'été seulement. Les vents chauds ou froids produisant le même effet que le passage subit à une saison chaude ou froide, les vents chauds feront baisser le baromètre dans les lieux bas, et le feront monter dans les lieux élevés; et ce sera le contraire pour les vents froids.

Ces courants d'air diurnes et périodiques, qui résultent des inégalités du sol, se manifestent dans toute l'étendue des continents, où ils ont des directions variables avec les accidents du terrain; mais ils se régularisent à l'approche des grandes mers, où ils produisent les brises, qui sont réellement la résultante de toutes les brises qui se produisent dans l'intérieur des continents. Les mouvements annuels du soleil donnent naissance à des phénomènes analogues. En supposant que dans tous les lieux la température soit égale, pendant chaque jour, à la température moyenne du jour, l'air marchera pendant la saison chaude des lieux bas vers les lieux élevés, et en sens contraire pendant le reste de l'année. Ce sont ces courants qui, modifiés par les brises diurnes, les grandes chaînes de montagnes et la direction des continents, produisent les vents moussons. Ils sont principalement sensibles dans les grands golfes, parce que les brises diurnes des rivages opposés, étant dirigées en sens contraires, se

détruisent. Ils sont dirigés, au printemps et en été, de l'hémisphère sud vers l'hémisphère nord, et en sens contraire en automne et en hiver, parce que les grands golfes ont leur ouverture dirigée vers le sud; enfin les vents moussons, qui naissent des deux côtés de l'équateur, produisent, par leur rencontre au loin des côtes, les vents alizés. Ainsi les brises qui apparaissent sur les bords de la mer sont la résultante des brises diurnes qui se forment dans l'intérieur des continents; les moussons, la résultante des brises diurnes et annuelles; et les vents alizés, la résultante des moussons.

Cette explication si simple et si satisfaisante des variations du baromètre et des vents périodiques est due à M. Saigey. Avant lui on avait essayé seulement d'expliquer les vents alizés : on prétendait qu'ils provenaient de ce que, la terre étant plus échauffée à l'équateur que partout ailleurs, l'air s'élevait à l'équateur pour se déverser vers les pôles, et qu'il était remplacé par l'air des régions plus éloignées de l'équateur, qui, arrivant avec une vitesse de rotation plus petite, produisait l'effet d'un vent dirigé en sens contraire du mouvement de la terre, et par conséquent d'orient en occident. Mais d'abord ces vents devraient être plus forts dans les régions tempérées que vers l'équateur, attendu que la chaleur et le mouvement de rotation y varient plus rapidement; ce qui n'existe pas. En second lieu, nous avons démontré que la progression du refroidissement de l'atmosphère est telle, que l'air de la surface de la terre ne peut pas s'élever. D'ailleurs, les vents qui règnent dans la partie septentrionale de l'Afrique, depuis les côtes de Guinée jusqu'à celles de Nubie, sont excessivement chauds, et n'existeraient pas si cet air chaud pouvait s'élever.

788. La cause des variations du baromètre que nous venons de signaler n'est cependant point la seule : car l'attraction exercée par la lune et le soleil sur l'atmosphère y produit des mouvements analogues aux marées, et des variations de pression. D'après une longue série d'observations, M. Flaugergues a découvert que le baromètre monte, depuis l'époque où la lune est à 135° du méridien vers l'est jusqu'à 90° ouest, et que l'étendue de cette variation est de $1^{mm},48$. Les observations de M. Flaugergues ont été confirmées par celles de M. Bouvard. On trouve, par le calcul, que l'influence du soleil n'est, comme dans les marées, que le tiers de celle de la lune, et que l'action lunaire diminue la pression barométrique d'une quantité qui varie de $1^{mm},99$ à $2^{mm},72$.

Indépendamment des vents réguliers dont nous venons de parler, il en est d'autres qui sont accidentels. Il est probable que ces derniers proviennent principalement de la diminution de pression qui accompagne nécessairement la précipitation de la vapeur atmosphérique, car la condensation des nuages doit produire un vide partiel vers lequel l'air environnant se précipite ; et quelquefois de l'air entraîné par la chute de la pluie, et qui se répand ensuite dans toutes les directions, car, lorsqu'il pleut en un point de l'horizon, le vent paraît toujours venir de cette direction. Il existe aussi probablement d'autres causes encore inconnues de ces vents accidentels souvent si violents.

Condensation des vapeurs dans l'atmosphère.

789. Supposons d'abord que la terre soit privée de son atmosphère d'air, et recouverte d'eau sur toute sa surface, et que la température de la terre, ainsi que celle de l'espace environnant, soit constante : il est évident que l'eau se réduirait en vapeur, et que cette vapeur formerait une atmosphère dans laquelle la densité irait en décroissant à partir de la surface de la terre ; que l'évaporation et le mouvement de la vapeur cesseraient à l'instant où la pression à la surface liquide serait égale à la force élastique maximum de la vapeur à la température commune ; et que la pression exercée sur une couche quelconque serait égale à la force élastique de cette couche. Alors cet état une fois établi subsisterait indéfiniment ; il n'y aurait plus ni évaporation, ni condensation de vapeur, et par conséquent point de pluie. Le même effet se produirait encore si la température, au lieu d'être constante comme nous l'avons supposé, était croissante à partir de la surface de la terre. Si nous supposons la température décroissante, la loi de décroissement pourra encore être assez lente pour que les couches de vapeur, qui sont de plus en plus dilatées par la diminution de pression, et qui se trouveront contractées par le refroidissement, n'atteignent pas la limite de densité ; alors rien ne sera changé. Mais, si la loi du refroidissement est beaucoup plus rapide, les couches se condenseront en partie ; l'eau provenant de cette condensation retombera sur la surface de la terre, et la pression sur les eaux étant diminuée, l'évaporation se reproduira : ainsi on aurait un mouvement permanent de vapeurs qui s'élèveraient, et d'eau qui tomberait.

Rétablissons maintenant l'atmosphère d'air : rien ne sera changé,

il se formera une atmosphère de vapeur qui pénétrera l'atmosphère d'air, mais le mouvement de la vapeur sera ralenti : la présence des continents ne peut évidemment avoir qu'une influence du même genre, et dans l'atmosphère de vapeur tout se passera comme si les molécules de vapeur d'eau n'étaient soumises qu'à la pression qui résulte de leur poids et de leur élasticité. Ainsi l'existence de la pluie à la surface du globe tient à la loi du refroidissement de l'atmosphère.

D'après M. Saigey, à qui on doit cette explication, il ne tomberait jamais de pluie si le décroissement de température était seulement de 1° pour 770^{m} quand la surface du sol est à 30°, c'est-à-dire quatre fois plus lent qu'il ne l'est effectivement.

La vapeur qui se précipite dans l'atmosphère se réunit d'abord en très-petits globules qui constituent les nuages, et ces globules ne tombent à la surface de la terre que quand ils ont atteint de certaines dimensions par leur réunion.

La suspension des nuages dans l'atmosphère est difficile à expliquer. Saussure les regardait comme formés de petites vésicules creuses, renfermant de l'air saturé de vapeur d'eau; mais quelque mince qu'on suppose l'enveloppe, la vésicule aurait toujours une densité plus grande que celle de l'air environnant. D'ailleurs, cette opinion était principalement fondée sur la grande élasticité des bulles de vapeur condensée, lorsqu'elles viennent frapper des corps qu'elles ne peuvent pas mouiller; mais la vitesse avec laquelle elles se meuvent et rebondissent n'est pas conciliable avec l'état vésiculaire, car alors leur densité différerait peu de celle de l'air, et elles devraient perdre rapidement leur vitesse par la communication du mouvement à l'air environnant. En outre, l'air dans les vésicules devrait être comprimé pour s'opposer à la tendance des molécules d'eau à se réunir, comme cela arrive quand on forme une bulle de savon à l'extrémité d'un tube, et qu'on enlève le tube de la bouche : la bulle diminue rapidement de volume et finit par disparaître; mais alors, comme l'eau dissout d'autant plus d'air qu'il est plus comprimé, l'air se dissiperait à travers l'enveloppe, et la vésicule disparaîtrait bientôt. On a appuyé l'hypothèse des vésicules creuses, sur ce que les nuages ne forment pas d'arc-en-ciel dans les positions convenables du soleil et de l'observateur, ce qui arriverait dans le cas où ils seraient formés de gouttes d'eau; mais en admettant que ces gouttes soient très-petites, les bandes colorées auraient une si faible intensité qu'elles seraient inappréciables. Il résulte de tout

cela que les nuages sont très-probablement formés de gouttes d'eau d'un très-petit diamètre, dont la densité est diminuée par la couche d'air adhérente; mais il reste à expliquer leur suspension et leur agglomération.

Fresnel, en partant de ce fait, que l'air se laisse facilement traverser par le calorique rayonnant, et s'échauffe facilement quand il est en contact avec des corps solides ou liquides, pense que l'air qui remplit les intervalles des globules d'eau est à une température plus élevée que l'air environnant, et que cet air et les globules forment un tout d'une densité égale à celle de l'air de cette région, ou plus petite. M. Saigey admet que les globules des nuages, étant toujours plus denses que l'air, ne peuvent jamais être soutenus que momentanément par leur mouvement, comme la poussière dans l'air; que ces globules tendent toujours à tomber et tombent en effet; mais que, rencontrant dans leur chute de l'air non saturé, ils se dissolvent, et que la vapeur est ramenée dans la région des nuages : ainsi les nuages perdraient et recevraient constamment de la vapeur, et l'équilibre ne serait qu'apparent. Les suppositions admises par M. Saigey se réalisent dans un grand nombre de circonstances, peut-être toujours; elles expliquent la formation et les variations de volume des nuages; mais elles ne rendent point compte d'une manière satisfaisante de la permanence de forme et de grandeur que les nuages conservent souvent pendant un temps assez long, ni de leurs mouvements ascendants ou descendants, qui correspondent avec les mouvements de même nature du baromètre. Je regarde comme très-probable que les nuages ont réellement une densité égale à celle de la région de l'atmosphère dans laquelle ils se trouvent, par les raisons admises par Fresnel; mais qu'il peut s'en échapper des globules en quantité plus ou moins grande, qui vont se dissoudre dans les couches d'air inférieures, et qu'ils reçoivent aussi de la vapeur qui s'élève constamment des couches d'air inférieures. Jusqu'ici on n'a pu expliquer d'une manière satisfaisante pourquoi les gouttelettes des nuages se réunissent en flocons, au lieu de se disséminer dans l'air.

Les nuages sont ordinairement distribués par étages, ceux d'un même étage sont alignés par leurs parties inférieures, et leur épaisseur va en diminuant avec l'ordre des étages. Le second étage est en général produit par le premier, parce que celui-ci, absorbant facilement les rayons solaires, produit d'abondantes vapeurs, qui s'élèvent; le troisième étage est de même produit par le

second, et ainsi de suite. Les parties inférieures des étages sont à la même hauteur, parce que ces nuages proviennent de vapeurs formées sur la terre, ou sur un étage inférieur qui s'est dissipé, et qui ont dû s'élever à une certaine hauteur déterminée pour acquérir le maximum de densité. La hauteur des nuages est comprise entre des limites assez étendues; mais le centre de la région qu'ils occupent est à 3000 mètres environ, où la variation de température de l'air est la plus rapide. On remarque, dans tous les pays, que les nuages se forment principalement autour des montagnes, et que ceux qui se produisent au loin se dirigent vers ces montagnes, comme s'ils étaient attirés. Ces deux faits proviennent du froid des montagnes, qui facilite la formation des nuages et en abaisse la région; alors ceux qui sont voisins se précipitent vers les montagnes, comme des corps pesants sur des routes inclinées.

Les nuages se forment constamment par les vapeurs qui s'élèvent de la surface de la terre; mais il s'en forme aussi à la suite de tout refroidissement subit de l'air. Ces refroidissements proviennent, indépendamment de la variation diurne de l'action solaire, de la diminution de pression barométrique à laquelle succède nécessairement une dilatation, et, par suite, un refroidissement, des vents froids, et surtout de la rencontre des vents chauds et froids, parce que, la quantité de vapeurs qui sature l'air croissant beaucoup plus rapidement que la température, la quantité de vapeurs qui sature deux masses d'air à des températures différentes est plus grande que celle qui sature leur mélange.

Considérons deux volumes d'air aux températures t et t', saturés de vapeurs dont les tensions sont f et f'. En supposant que la vapeur se comporte comme un gaz permanent, et en négligeant la variation de capacité calorifique de l'air et de la vapeur à volume constant, la vapeur prendrait une tension représentée par

$$\frac{Vf + V'f'}{V + V'},$$

l'air et la vapeur une température égale à

$$\frac{Vt + V't'}{V + V'}.$$

Soit maintenant MN (fig. 449) une courbe dont les abscisses représentent les températures, et les ordonnées les tensions maxima de la vapeur correspondantes à ces températures : cette courbe sera évidemment convexe vers l'axe AX, puisque les tensions de la vapeur croissent plus rapidement que les températures. Représentons par AC et AD les températures des deux masses

d'air. Si on mène la corde BE, et si on prend sur cette corde un point O tel qu'on ait la proportion BO : EO :: V : V′, on aura

$$Ok = f + \frac{(f'-f)V'}{V+V'} = \frac{Vf+V'f'}{V+V'}, \text{ et } Ak = t + \frac{(t'-t)V'}{V+V'} = \frac{Vt+V't'}{V+V'}.$$

Ainsi Ak et Ok représentent la température et la tension de la vapeur dans le mélange; mais, comme Ok est plus grand que kl, et que kl est la tension maximum de la vapeur à la température Ak, il s'ensuit qu'une partie de la vapeur sera condensée.

790. *De la pluie.* Lorsque les globules d'eau qui constituent les nuages se sont réunis, soit par leur rencontre fortuite, résultant de leur mouvement, soit par d'autres causes qui nous sont inconnues, et ont formé des gouttes qui ne peuvent plus être soutenues, elles se précipitent vers la surface de la terre; quelquefois elles se vaporisent complétement pendant leur chute, d'autres fois elles tombent sur la terre avec les caractères connus de la pluie.

La quantité d'eau qui tombe de l'atmosphère se mesure avec des instruments qu'on désigne sous les noms de *pluvimètres* ou d'*udomètres*. Ils sont disposés de la manière suivante. ABCD (fig. 450) est un vase cylindrique d'environ 20 centimètres de diamètre et de 30 centimètres de hauteur; il est ouvert à la partie supérieure, fermé à la partie inférieure, et garni, à quelques centimètres de son bord supérieur, d'une cloison conique EGF, percée d'un orifice au sommet G; à la partie inférieure du vase se trouve un tube métallique HI, terminé par un tube de verre KI ouvert et divisé en centimètres et millimètres, à partir de la hauteur du fond BC du vase; le tube KI sert à mesurer la hauteur de l'eau dans le vase ABCD, et la cloison EGF s'oppose à l'évaporation de l'eau.

La quantité de pluie qui tombe est en général plus grande sur les montagnes que dans les plaines, plus grande sur les côtes que dans l'intérieur des continents, et plus grande dans les saisons chaudes que dans les saisons froides. Entre les tropiques, la saison des pluies commence lorsque le soleil passe par le zénith en marchant vers le solstice d'été; elle finit quand le soleil repasse par la même verticale. La saison des pluies est déterminée par la direction des vents moussons. En général, la quantité de pluie annuelle augmente des pôles à l'équateur, parce que la quantité de vapeurs contenue dans l'air augmente avec la température moyenne; cependant la quantité de pluie n'est pas la même dans tous les lieux ayant la même latitude, car les circonstances locales exercent une

grande influence. En Europe il tombe plus d'eau le jour que la nuit; c'est le contraire dans les régions équinoxiales. Le tableau suivant renferme les quantités moyennes d'eau qui tombent à Paris dans les différents mois de l'année.

Janvier	38mm	Juillet	59mm
Février	41	Août	51
Mars	28	Septembre	51
Avril	53	Octobre	37
Mai	60	Novembre	47
Juin	61	Décembre	38
		Quantité totale annuelle	564

De 1817 à 1829 la quantité annuelle de pluie a varié de 470mm à 690mm.

Dans les lieux peu éloignés, la quantité de pluie diminue à mesure que ces lieux sont plus élevés. Les quantités mensuelles de pluie que nous venons de rapporter ont été recueillies dans un instrument placé dans la cour de l'Observatoire; un instrument semblable, placé sur la terrasse, à une hauteur de 28m, a donné pour moyenne de sept ans 475mm,51, tandis que l'udomètre de la cour a donné 563mm. M. Boussingault a obtenu des résultats analogues en Amérique. Ce fait a été aussi reconnu en Europe par plusieurs physiciens, de sorte qu'il est bien constaté. Il est très-probable qu'il provient de l'accroissement de volume des gouttes de pluie par la condensation des vapeurs qu'elles rencontrent dans leur chute.

Tableau des quantités moyennes annuelles de pluie dans différents points du globe.

	Centimètres.		Centimètres.
Cap Français (St-Domingue)	308	Douvres	95
La Grenade (Antilles)	284	Viviers	92
Tivoli (Saint-Domingue)	273	Lyon	89
Carfagnana	249	Liverpool	86
Bombay	208	Manchester	84
Calcutta	205	Venise	81
Kendal	156	Lille	76
Gênes	140	Utrecht	73
Charlestown	130	La Rochelle	66
Joyeuse	129	Paris	56
Pise	124	Marseille	47
Milan	96	Pétersbourg	46
Naples	95		

Il existe des localités où il ne pleut presque jamais, telles que la basse Égypte, Cumana et Lima. Entre les tropiques il pleut quelquefois par un ciel pur; les gouttes sont alors rares et très-grosses. (M. de Humboldt.)

791. *Des brouillards et du serein.* Les brouillards sont des nuages suspendus près de la surface de la terre. Ils résultent toujours du refroidissement subit de l'air au delà du point nécessaire pour amener la vapeur qu'il contient au maximum de densité. Presque partout il se forme immédiatement après le coucher du soleil des brouillards qui disparaissent quelques heures après. Ils proviennent du refroidissement de l'atmosphère par le rayonnement vers les espaces planétaires; leur dissipation résulte du mouvement ascensionnel des vapeurs non condensées qui saturent l'air dans lequel le brouillard s'est développé, vapeurs qui sont ensuite remplacées par de nouvelles, provenant des gouttelettes du brouillard : la chaleur rayonnante de la terre, que le brouillard intercepte en grande partie, facilite cette dissipation. Les mers, les lacs et les rivières, n'éprouvant pendant la nuit qu'un faible abaissement de température, à cause du renouvellement des couches de la surface, produisent, le matin, des vapeurs qui se condensent en partie quand l'air plus froid qui reposait sur le sol se trouve transporté et mêlé à l'air plus chaud et plus humide situé au-dessus des eaux; il se forme alors des brouillards de peu d'épaisseur, et qui s'étendent peu sur les rivages. A l'époque du dégel il se produit des brouillards sur les rivières. Ils proviennent du refroidissement que l'air éprouve par le contact des eaux. On remarque encore, dans d'autres circonstances, des brouillards dont l'origine est complétement inconnue : tels sont les *brumes* qui recouvrent souvent les mers *polaires*, et les brouillards secs qu'on observe principalement en Hollande; ils apparaissent une ou deux fois par an, durent plusieurs jours; ils sont diversement colorés, et ont souvent une odeur très-forte.

On désigne sous le nom de *serein* une pluie très-fine qui tombe ordinairement, en été, après le coucher du soleil, par un ciel sans nuages. Le serein est probablement produit par la même cause que les brouillards du soir, dont nous venons de parler; seulement les gouttelettes qui résultent de la condensation de la vapeur se réunissent immédiatement, de manière à former des gouttes assez volumineuses pour tomber.

792. *De la rosée.* On donne le nom de rosée à ces gouttelettes

d'eau plus ou moins volumineuses qu'on trouve le matin sur les plantes. L'explication de leur formation est due à M. Wells ; elle repose sur le rayonnement nocturne de la terre. Pendant les nuits sereines, la terre et l'atmosphère se refroidissent en rayonnant vers les espaces planétaires qui sont à une très-basse température ; mais la croûte extérieure de la terre, à raison de son état solide et de son grand pouvoir émissif, perd proportionnellement plus de chaleur que l'atmosphère : alors les couches d'air qui se trouvent en contact avec le sol se refroidissent, et la vapeur qu'elles renferment s'approche toujours davantage du maximum de densité ; si le refroidissement est assez grand, elle l'atteint et se condense sur les corps refroidis, comme elle le ferait à la surface d'un vase plein d'eau froide placé dans de l'air chaud, ou sur la surface intérieure des vitres des appartements, lorsque l'air extérieur est beaucoup plus froid que l'air intérieur. Cette explication est une conséquence nécessaire des faits suivants, observés par Wells.

Pendant la nuit, l'herbe est souvent à une température de 4° à 8° inférieure à celle de l'air à 1m,2 au-dessus du sol. Par un temps calme et serein, dans les lieux abrités des rayons solaires, et d'où on découvre une grande étendue de ciel, cette différence commence à se faire sentir aussitôt que la chaleur de l'atmosphère diminue ; sous les mêmes circonstances elle persiste le matin, quelque temps après le lever du soleil. Ce refroidissement nocturne du sol pendant les nuits calmes et sereines a été confirmé depuis par les expériences du capitaine Sabine, à la Jamaïque, et par celles de M. Boussingault, dans les Cordillères de la Nouvelle-Grenade. Pendant les nuits très-sombres l'herbe n'est jamais plus froide que l'air ; et si la nuit devient orageuse après avoir été sereine, la température de l'herbe remonte aussitôt : la présence d'un nuage au zénith suffit pour produire cet effet. Mais la température des métaux s'abaisse très-peu ; et en général, dans les mêmes circonstances, l'abaissement de température des corps varie dans le même sens que leur pouvoir émissif. Deux thermomètres semblables, dont l'un avait sa boule nue, et l'autre recouverte de duvet de cygne, substance douée d'un grand pouvoir émissif, ayant été placés au-dessus d'une table vernie reposant sur le sol par des pieds déliés, la différence de température, pendant une nuit sereine, s'éleva jusqu'à 8°. L'abaissement de température a également lieu par un temps sec, lorsqu'il n'y a pas de rosée. Enfin M. Wells a constaté l'influence de l'amplitude du rayonnement des corps vers le ciel : deux flocons de laine de même

même poids et de même volume ayant été placés, pendant la même nuit, l'un au fond d'un cylindre vertical ouvert par les deux bouts et posé sur le sol, l'autre sur l'herbe, le premier se chargea de 106 milligrammes d'eau, et le second de 848 milligrammes.

Il résulte de la théorie que nous avons exposée : 1° que la rosée ne doit se déposer en grande quantité que dans les nuits calmes et sereines; 2° qu'un vent léger pendant une nuit sereine doit augmenter la rosée, en renouvelant l'air en contact avec les corps qui ont déjà déposé l'excès de leur vapeur; mais un vent trop fort, en réchauffant les corps, tendrait au contraire à diminuer la rosée; 3° que la rosée doit être plus abondante en été qu'au printemps et en automne, et plus dans ces dernières saisons qu'en hiver, parce que c'est dans les premières saisons que la température de l'air, la nuit et le jour, diffère davantage, et que l'air dans le jour est plus chargé de vapeurs; 4° que la rosée doit se former en général toute la nuit, mais en plus grande quantité de minuit au lever du soleil, parce que cette dernière partie de la nuit est plus froide que la première; 5° que les corps doivent d'autant plus se couvrir de rosée que leur refroidissement est plus grand, c'est-à-dire que leur pouvoir émissif est plus grand, leur conductibilité plus petite, et qu'ils sont mieux soustraits au rayonnement des corps environnants; 6° que, toutes choses égales d'ailleurs, les corps doivent d'autant plus se couvrir de rosée que l'amplitude de leur rayonnement vers le ciel est plus grande. Tous ces faits sont parfaitement confirmés par l'expérience.

Le refroidissement des corps pendant la nuit, lorsqu'ils peuvent rayonner librement vers le ciel, explique très-bien l'influence des abris dont se servent les jardiniers pour préserver du froid les plantes les plus délicates. M. Wells a fait à cette occasion une expérience très-curieuse que nous rapporterons. Il avait fixé dans le sol, aux quatre angles d'un carré de 2 pieds de côté, quatre piquets minces qui s'élevaient verticalement de 6 pouces; il attacha ensuite aux bouts des piquets les quatre angles d'un mouchoir de batiste très-fin, et il reconnut que la température de l'herbe abritée était toujours plus élevée que celle de l'herbe environnante, du moins quand celle-ci était plus froide que l'air; et une fois il trouva que la température de l'herbe abritée était de 6°,1 plus élevée que celle de l'air. Un abri garantit également bien le sol, quelle que soit la hauteur à laquelle il est placé, pourvu que ses dimensions augmentent avec l'éloignement, de manière à intercepter toujours la même

étendue de ciel. Les écrans verticaux préviennent aussi une partie du refroidissement, en cachant aux corps placés derrière une portion du ciel; mais comme le rayonnement vertical produit beaucoup plus d'effet que le rayonnement latéral, à cause de la plus grande épaisseur de l'atmosphère dans cette dernière direction, les écrans verticaux sont moins efficaces que des écrans horizontaux qui intercepteraient la même étendue du ciel. Les indigènes des plaines élevées du Cosco employaient un moyen très-ingénieux pour protéger leurs champs contre le refroidissement nocturne : ils les couvraient d'un nuage artificiel, en brûlant autour de la paille mouillée et du fumier. Il est important de remarquer que la précipitation de la rosée diminue le refroidissement que les corps éprouveraient dans un air sec, à cause de la chaleur émise par la condensation de la vapeur.

Les conditions les plus avantageuses pour produire un grand refroidissement par le seul rayonnement d'un corps vers l'espace seraient de le placer pendant une nuit calme et sereine devant un miroir concave, poli intérieurement et extérieurement, et supporté par des corps très-mauvais conducteurs de la chaleur. Car le rayonnement total du corps serait dirigé vers le ciel, ou directement ou par réflexion, et les corps environnants ne pourraient l'échauffer, ni par une communication directe, ni par rayonnement.

Depuis un temps immémorial, on fait au Bengale de la glace par un procédé fondé sur le rayonnement des corps vers l'espace. On place des vases de terre peu profonds sur des couches de cannes à sucre, ou de tiges de maïs non comprimées : si, pendant la nuit, le ciel est pur et l'air calme, et que sa température s'abaisse au-dessous de 10°, l'eau se congèle. M. Wells a essayé ce procédé en Angleterre pendant l'été, et il a parfaitement réussi.

Leslie a imaginé un instrument au moyen duquel on peut constater le refroidissement des corps par leur rayonnement vers l'espace; il est représenté figure 451. Cet appareil se compose d'un thermomètre différentiel *abcd*, dont la boule *a* est recouverte d'une feuille d'or, et dont la boule *d* est placée au foyer du miroir; cet instrument exposé en plein air, à l'abri des rayons solaires et par un temps serein, indique l'abaissement de température provenant du rayonnement du corps, diminué des rayons reçus dans la direction de l'axe du miroir. On vérifie facilement au moyen de cet instrument l'influence des nuages sur le refroidissement. Aussitôt qu'un

nuage passe devant le miroir, le thermomètre différentiel monte. Pour mesurer le rayonnement vers le ciel dans différentes directions et dans différentes circonstances, il serait plus avantageux d'employer une pile thermo-électrique, disposée comme nous l'avons indiqué [478], dont une des extrémités serait armée d'un miroir conique de 25° à 30° d'ouverture, et de 10 à 14 centimètres de longueur. La pile étant mise en communication avec un bon rhéomètre, la déviation de l'aiguille mesurerait le refroidissement dans la direction de l'axe du cône.

MM. Wells, Pictet et Six ont reconnu que, pendant les nuits sereines, la température de l'air va en croissant depuis la surface de la terre jusqu'à une certaine hauteur, à partir de laquelle la température diminue. A 2 mètres du sol, un thermomètre peut marquer deux ou trois degrés de moins qu'à 15 ou 20 mètres : cette anomalie provient sans aucun doute du refroidissement de la terre, qui se communique aux couches d'air les plus voisines. Quoi qu'il en soit, ce fait explique pourquoi la rosée est plus abondante à la surface même de la terre qu'à une certaine hauteur, et pourquoi souvent un vent léger la fait disparaître, en amenant à sa surface les couches supérieures de l'air qui sont plus chaudes.

L'humidité dont se couvrent les murs de nos habitations, quand un vent chaud succède à un temps froid, a évidemment la même cause que la rosée.

793. *Du givre ou gelée blanche.* Le givre est formé de cristaux de glace très-déliés, réunis comme une sorte de duvet sur les parties supérieures des tiges et des feuilles. Il provient évidemment de la congélation de la rosée pendant sa formation : aussi les flocons sont-ils principalement placés sur les parties des plantes le mieux disposées pour se refroidir par le rayonnement. Le givre, comme la rosée, empêche les plantes d'éprouver le refroidissement qu'elles subiraient dans un air sec, à cause de la chaleur dégagée par la liquéfaction de la vapeur et par la congélation de l'eau; en outre, par son faible pouvoir conducteur, il diminue le refroidissement que les corps éprouveraient sans cette enveloppe. Quelquefois les brouillards se congèlent, et déposent sur les corps des croûtes hérissées de longues fibres prismatiques, dont les pointes sont dirigées du côté du vent; ces dépôts congelés doivent être distingués de la gelée blanche, où l'eau n'est congelée qu'après sa précipitation.

794. *Du verglas.* On désigne ainsi une couche mince, unie et

transparente de glace qui, dans certaines circonstances, recouvre les corps. Ces caractères indiquent que cette glace s'est formée sur place; et il est facile de voir que les conditions nécessaires de sa production sont : 1° une pluie peu abondante, 2° le sol à une température inférieure à 0°.

795. *De la neige.* Lorsque la vapeur se condense dans l'air à une température inférieure à 0°, les molécules d'eau cristallisent et les cristaux se réunissent en étoiles à six branches dont les formes sont très-variées. Le capitaine Scoresby, dans son voyage aux régions polaires, en a observé quarante-huit; la figure 452 en représente quelques-unes. Quelquefois les étoiles qui tombent ensemble ont la même forme, d'autres fois elles ont des formes différentes; mais le plus souvent les étoiles se réunissent en flocons plus ou moins volumineux, dans lesquels il est difficile de reconnaître leur figure.

La neige a une densité qui varie de 1/3 à 1/8. Il en tombe quelquefois par un ciel serein : c'est alors que les flocons affectent la forme la plus régulière. Lorsque la neige rencontre dans sa chute de l'air à une température supérieure à 0°, et qu'elle y séjourne assez longtemps, soit à cause de l'épaisseur de la couche, soit à cause de la lenteur de sa chute, elle se liquéfie et se transforme en pluie. Quelquefois elle est formée de cristaux compactes serrés autour du centre : elle porte alors le nom de *grésil*. Le grésil tombe ordinairement dans nos climats à l'entrée du printemps. Il est probable qu'il provient de flocons de neige qui ont d'abord éprouvé un commencement de fusion en traversant une couche d'air d'une température supérieure à 0°, et une nouvelle congélation en traversant une autre couche à une température inférieure à 0°. On rencontre quelquefois sur la neige des champignons microscopiques d'une teinte rouge (*uredo nivealis*) qui lui communiquent leur couleur. Ces singuliers végétaux se multiplient dans l'eau, mais ne deviennent rouges que sur la neige.

La neige, loin d'être une cause de refroidissement du sol qu'elle recouvre, diminue, au contraire, par sa faible conductibilité, le refroidissement qu'il éprouverait sans cette enveloppe conservatrice. Dans les lieux où les neiges sont permanentes, ce ne sont pas les mêmes neiges qui subsistent toujours : car, s'il en était ainsi, leur épaisseur augmenterait indéfiniment, tandis qu'elle ne varie qu'entre des limites assez restreintes; les couches inférieures se fondent constamment par la chaleur du sol, tandis que les couches supé-

rieures sont sans cesse diminuées par l'action de la chaleur solaire, des vents, et quelquefois de la pesanteur.

Les autres phénomènes qui se développent dans l'atmosphère seront examinés dans les chapitres consacrés à l'électricité et à la lumière.

FIN DU TOME PREMIER.

TABLE

DES MATIERES DU TOME PREMIER.

PREMIÈRE PARTIE. — *CORPS PONDÉRABLES.*

Pages.

CHAPITRE PREMIER. — *Propriétés générales des corps*..... 2

§ 1. Étendue..... *ib.*
2. Impénétrabilité..... 7
3. Divisibilité..... 8
4. Mobilité..... 9

CHAPITRE II. — *Forces permanentes qui agissent sur les corps*... 20

§ 1. Gravitation..... *ib.*
2. Pesanteur..... 22
Phénomènes généraux et causes de la pesanteur..... *ib.*
Lois de la pesanteur..... 25
Lois de la chute des corps à une petite distance de la surface de la terre..... 39
Appareils destinés à mesurer le poids des corps..... 50
3. Attraction moléculaire..... 59
4. Force répulsive de la chaleur..... 63

CHAPITRE III. — *Corps solides*..... 66

§ 1. Porosité des corps solides..... *ib.*
2. Densité..... 67
3. Phénomènes qui résultent de la stabilité plus ou moins grande d'équilibre entre les molécules des corps solides..... 76
4. Structure des corps solides..... 96
5. Équilibre et mouvement des corps solides..... 98

CHAPITRE IV. — *Corps liquides*..... 112

§ 1. Porosité..... *ib.*
2. Densité..... 113
3. Phénomènes qui résultent de la stabilité d'équilibre des molécules des corps liquides..... 119

Pages.

§ 4. Équilibre des corps liquides... 127
Équilibre des corps liquides pesants renfermés dans des vases d'une grande capacité... 131
Équilibre des liquides dans les espaces capillaires... 143
Équilibre des corps flottants... 163
5. Mouvement des liquides... 164
6. Emploi des corps liquides pour transmettre et modifier les forces. 182
7. Emploi des liquides comme moteurs... 184

CHAPITRE V. — *Corps gazeux*... 186

§ 1. Constitution des corps gazeux... ib.
De l'air... 187
Propriétés générales des gaz... 190
2. Détermination de la force élastique des gaz... 193
Mesure de la force élastique de l'air atmosphérique... ib.
Mesure de la force élastique d'un gaz renfermé dans un appareil clos... 207
3. Rapport du volume et de la force élastique des gaz... 209
4. Détermination de la densité des gaz... 218
5. Mélange des gaz... 222
6. Absorption des gaz par les liquides et les solides... 225
7. Des corps flottant dans les gaz... 227
8. Mouvement des corps gazeux... 231
9. Machines et appareils dont le jeu est fondé sur les propriétés de l'air... 243
10. De l'air comme moyen de communiquer le mouvement... 273
11. Emploi des gaz comme moteurs... 274

CHAPITRE VI. — *Acoustique*... 276

§ 1. Production et propagation du son... ib.
2. Perception et comparaison des sons... 299
3. Vibrations des colonnes d'air renfermées dans les tuyaux... 312
4. Vibrations des cordes... 327
5. Vibrations des corps rigides... 330
6. Communication des mouvements vibratoires des corps... 347
7. Organes de l'ouïe et de la voix... 355

SECONDE PARTIE. — *FLUIDES IMPONDÉRABLES.*

CHAPITRE PREMIER. — *Du calorique*... 361

§ 1. Calorique rayonnant... 364
2. Propagation lente de la chaleur à travers les corps... 408
3. Lois du réchauffement et du refroidissement... 424

Pages.
§ 4. Dilatation des corps..... 437
Dilatation des corps solides..... 438
Dilatation des liquides..... 452
Dilatation des gaz..... 465
5. Vapeurs..... 492
Vapeurs dans le vide..... 493
Mélange des gaz et des vapeurs..... 513
De l'hygrométrie..... 519
6. Capacités calorifiques..... 537
7. Phénomènes qui se développent dans les changements d'état des corps..... 577
Passage de l'état solide à l'état liquide..... *ib.*
Passage de l'état liquide à l'état de vapeur..... 585
Retour des vapeurs à l'état liquide..... 606
8. De la mesure des températures..... 626
Instruments à échelles destinés à la mesure des températures. *ib.*
9. Sources artificielles de chaleur..... 658
10. Sources artificielles de froid..... 666
11. Des températures terrestres, et des phénomènes produits par les variations de température de l'atmosphère..... 674
Sources naturelles de chaleur..... 676
Température de l'air à la surface du sol..... 684
Température de l'air au-dessus du sol..... 692
Des variations de la pression atmosphérique et des vents... 697
Condensation des vapeurs dans l'atmosphère..... 703

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.